

UNIWERSYTET MORSKI W GDYNI



ROZPRAWA DOKTORSKA

SYMULACYJNE BADANIA NUMERYCZNE
WNIKANIA IMPULSÓW ELEKTROMAGNETYCZNYCH DUŻEJ MOCY
DO MAŁEJ OBUDOWY EKRANUJĄCEJ Z PERFORACJĄ
TECHNOLOGICZNĄ – SKUTECZNOŚĆ EKRANOWANIA WNETRZA
OBUDOWY PRZED IMPULSAMI ELEKTROMAGNETYCZNYMI

mgr inż. Magdalena Budnarowska

Promotor:
Prof. dr hab. inż. Jerzy Mizeraczyk

Promotor pomocniczy:
Dr inż. Ryszard Studański

Gdynia 2024

*"Nie można wyobrazić sobie nauki bez badań podstawowych.
To one napędzają rozwój i postęp technologiczny."*

Maria Skłodowska-Curie
„Marie Curie: A Life” Susan Quinn (1995)

*Pragnę serdecznie podziękować mojemu promotorowi,
prof. dr. hab. inż. Jerzemu Mizeraczykowi
za nieocenione wsparcie, cenne wskazówki oraz nieustanną wiarę w moje możliwości.*

*Dziękuję również mojemu mężowi, Dawidowi, za ogromną cierpliwość,
wrozumiałość i miłość, które pozwalały mi przetrwać trudne chwile.*

*Najgłębsze wyrazy wdzięczności kieruję też do moich Rodziców,
którzy zawsze byli dla mnie oparciem.*

*Pragnę wyrazić moją głęboką wdzięczność wszystkim,
którzy wspierali mnie na drodze do ukończenia tej pracy doktorskiej.*

SPIS TREŚCI

Streszczenie

Wykaz ważniejszych oznaczeń i skrótów

1. Wstęp
 - 1.1. Wprowadzenie
 - 1.1.1. Naturalne i intencjonalne impulsy elektromagnetyczne dużej mocy
 - 1.1.2. Ekranowanie promieniowania elektromagnetycznego
 - 1.1.3. Obudowy ekranujące
 - 1.1.4. Skuteczność ekranowania
 - 1.2. Cel i teza rozprawy
 - 1.3. Struktura rozprawy
2. Metoda symulacyjna CST Studio Suite oddziaływania promieniowania EM ze strukturami 3D
3. Metalowa obudowa ekranująca z perforacją technologiczną
4. Subnanosekundowy elektromagnetyczny impuls zaburzający oddziałujący z metalową obudowę ekranującą z perforacją technologiczną
5. Oddziaływanie impulsu elektromagnetycznego z metalową obudowę ekranującą z perforacją technologiczną - wprowadzenie
6. Własne badania symulacyjne - polaryzacja pionowa padającej fali EM
 - 6.1. Wizualizacja 3D i 2D rozwoju pola elektromagnetycznego wewnątrz obudowy ekranującej z perforacją technologiczną - rozkłady modułów pola elektrycznego i magnetycznego we wnętrzu obudowy
 - 6.2. Rozkłady ładunku elektrycznego na wewnętrznych powierzchniach obudowy
 - 6.3. Rozkłady pola elektrycznego i pola magnetycznego, ładunku elektrycznego oraz prądu powierzchniowego na zewnętrznych powierzchniach obudowy
 - 6.3.1. Pole elektryczne normalne do zewnętrznych powierzchni obudowy
 - 6.3.2. Pole magnetyczne styczne do zewnętrznych powierzchni obudowy
 - 6.3.3. Ładunki elektryczne i prąd powierzchniowy na zewnętrznych powierzchniach obudowy
 - 6.4. Model wnikania impulsu elektromagnetycznego o polaryzacji pionowej do wnętrza obudowy z otworem
7. Własne badania symulacyjne - polaryzacja równoległa padającej fali EM
 - 7.1. Wizualizacja 3D i 2D rozwoju pola elektromagnetycznego wewnątrz obudowy ekranującej z perforacją technologiczną - rozkłady modułów pola elektrycznego i magnetycznego we wnętrzu obudowy
 - 7.2. Rozkłady ładunku elektrycznego na wewnętrznych powierzchniach obudowy
 - 7.3. Rozkłady pola elektrycznego, ładunku elektrycznego, prądu powierzchniowego i pola magnetycznego na zewnętrznych powierzchniach obudowy
 - 7.3.1. Pole elektryczne normalne do zewnętrznych powierzchni obudowy
 - 7.3.2. Ładunki elektryczne na zewnętrznych powierzchniach obudowy
 - 7.3.3. Prąd powierzchniowy na zewnętrznych powierzchniach obudowy
 - 7.3.4. Pole magnetyczne styczne do zewnętrznych powierzchni obudowy
 - 7.4. Model wnikania impulsu elektromagnetycznego o polaryzacji równoległej do wnętrza obudowy z otworem

8. Własne badania symulacyjne - testowa wizualizacja 3D i 2D rozwoju pola EM wewnątrz obudowy ekranującej z perforacją technologiczną dla polaryzacji skręconej padającej płaskiej fali EM
9. Własne badania symulacyjne - skuteczność ekranowania wnętrza obudowy z perforacją technologiczną
 - 9.1. Charakterystyki czasowe natężenia pola elektrycznego i magnetycznego w wybranych punktach wnętrza obudowy dla polaryzacji pionowej i równoległej – elektromagnetyczne impulsy wewnętrzne
 - 9.2. Zmiana charakteru zaburzenia elektromagnetycznego we wnętrzu obudowy ekranującej z otworem
 - 9.3. Lokalna skuteczność ekranowania pola elektrycznego SE_t^E i magnetycznego SE_t^H w funkcji czasu – lokalne charakterystyki SE
 - 9.4. Globalna skuteczność ekranowania pola elektrycznego SE_g^E i magnetycznego SE_g^H dla wybranego czasu
10. Uwagi dotyczące walidacji wyników symulacji numerycznej
11. Podsumowanie i wnioski końcowe

Literatura

Spis rysunków

Lista publikacji doktorantki:

A. Publikacje związane z rozprawą doktorską

B. Inne publikacje

Streszczenie

W niniejszej rozprawie doktorskiej Doktorantka zajmuje się problematyką wnikania subnanosekundowych impulsów elektromagnetycznych (EM) dużej mocy do małych metalowych obudów ekranujących z perforacjami technologicznymi, wychodząc naprzeciw zapotrzebowaniu zarówno na głębsze poznanie mechanizmów oddziaływania zaburzających impulsów EM z obiektami metalowymi służącymi do minimalizacji skutków intencjonalnych ataków EM, jak i na nowe metody ilościowej oceny skuteczności ekranowania urządzeń (i elementów) elektronicznych przez te objekty. Zgodnie z tą motywacją Doktorantka podejmuje się w rozprawie zadania, którego celem było poznanie procesu wnikania subnanosekundowego impulsu płaskiej fali EM do wnętrza małej niewysokiej metalowej obudowy ekranującej z perforacją technologiczną, prześledzenie tworzenia się i rozwoju pola elektromagnetycznego we wnętrzu tej obudowy a także opracowanie metody ilościowej oceny skuteczności ekranowania wnętrza obudowy przed intencjonalnymi zaburzeniami EM.

Doktorantka sformułowała następującą tezę badawczą: możliwe jest określenie skuteczności antyelektromagnetycznego ekranowania wnętrza niewysokiej metalowej obudowy z perforacją technologiczną na podstawie analizy symulacji procesu wnikania subnanosekundowego impulsu płaskiej fali EM dużej mocy do jej wnętrza.

Do rozwiązania postawionego skomplikowanego problemu badawczego i udowodnienia tezy rozprawy doktorskiej Doktorantka wybrała metodę symulacji numerycznej.

Obiektem badań Doktorantki jest mała niewysoka metalowa prostopadłościenna obudowa ekranująca z perforacją technologiczną. Wymiary zewnętrzne badanej obudowy wynoszą: szerokość: 455 mm x wysokość: 50 mm x głębokość: 463 mm. Zostały one tak dobrane, aby obudowa ekranująca pomieściła typowe urządzenia elektroniczne, często wymieniane jako wymagające ochrony antyelektromagnetycznej (standardowy 17 calowy laptop, telefon komórkowy oraz dwie przenośne pamięci komputerowe niewielkich gabarytów). Założono, że ściany prostopadłościanu obudowy ekranującej są doskonałym przewodnikiem (czyli tzw. Perfect Electric Conductor - PEC) o grubości 1 mm. Na środku przedniej ściany obudowy znajduje się prostokątna perforacja technologiczna (nazywana dalej otworem) o wymiarach 30 mm x 80 mm, imitująca otwór wentylacyjny i przepustowy dla przewodów zasilająco-telekomunikacyjnych.

Zaburzającym impulsem EM jest subnanosekundowy impuls płaskiej fali EM o kształcie gaussowskim. Impuls taki jest dobrym przybliżeniem impulsu, jaki najprawdopodobniej zostanie użyty w ewentualnym ataku EM. Przyjęto, że impuls zaburzający pada prostopadle na

przednią ścianę obudowy ekranującej, w której znajduje się otwór. Jest to przypadek tzw. padania normalnego. Badania obejmują analizę dwóch polaryzacji impulsu zaburzającego: pionową i równoległą. W przypadku polaryzacji pionowej wektor natężenia pola elektrycznego normalnie padającego impulsu fali płaskiej jest skierowany prostopadłe do największych ścian (dolnej i górnej) obudowy (również do dłuższych krawędzi otworu). W przypadku polaryzacji równoległej wektor natężenia pola elektrycznego normalnie padającego impulsu fali płaskiej jest skierowany równoległe do dolnej i górnej ściany obudowy (również do dłuższych krawędzi otworu). Doktorantka przeprowadziła także krótkie, testowe symulacje dla przypadku impulsu zaburzającego z tzw. polaryzacją skręconą. Wykonane przez nią testy wykazały, że pod względem obliczeniowym środowisko symulacyjne CST Studio „radzi” sobie także z tym przypadkiem. Jednakże otrzymane wyniki okazały się trudne interpretacyjnie i mało przydatne pod względem merytorycznym.

Przedmiotem badań wykonanych przez Doktorantkę jest czasowy i przestrzenny rozkład pola elektrycznego i pola magnetycznego wewnątrz obudowy ekranującej po wniknięciu do niej elektromagnetycznego impulsu zaburzającego dużej mocy oraz skuteczność ekranowania wnętrza obudowy przed tym zaburzeniem.

Rozprawa doktorska składa się z 11 rozdziałów:

Rozdział 1 jest wprowadzeniem do tematyki badawczej rozprawy. Składa się on z 3 podrozdziałów.

Podrozdział 1.1 zawiera klasyfikację naturalnych i intencjonalnych zaburzeń elektromagnetycznych dużej mocy, opis metod ekranowania promieniowania EM z ukierunkowaniem na obudowy ekranujące oraz omówienie parametrów stosowanych do opisu skuteczności ekranowania obiektów przed promieniowaniem EM. W tym podrozdziale została także wprowadzona i omówiona autorska definicja tzw. globalnej skuteczności ekranowania.

W podrozdziale 1.2 przedstawiony jest problem badawczy. Jest nim przeanalizowanie przydatności małej niewysokiej prostopadłościennej metalowej obudowy z perforacją technologiczną do ekranowania wrażliwych urządzeń (lub elementów) elektronicznych przed atakiem intencjonalnych EM impulsów zaburzających. W podrozdziale tym sprecyzowane zostały cel oraz teza rozprawy doktorskiej. Postawiony problem naukowy Doktorantka postanowiła zrealizować za pomocą numerycznej symulacji procesu wnikania EM impulsu zaburzającego do wnętrza obudowy.

W następnym podrozdziale 1.3 przedstawiona została struktura rozprawy doktorskiej.

W rozdziale 2 opisana została wybrana numeryczna metoda symulacyjna. Metoda ta opiera się na zastosowaniu komercyjnego środowiska CST Studio Suite do symulacji oddziaływania promieniowania elektromagnetycznego z obiektami trójwymiarowymi (3D).

W rozdziale 3 zaprezentowano prostopadłościenną metalową obudowę ekranującą z perforacją technologiczną o kształcie prostokątnego otworu w przedniej ścianie obudowy, wybraną jako obiekt symulowanego ataku subnanosekundowego impulsu płaskiej fali EM.

W rozdziale 4 przedstawiono zaburzający subnanosekundowy impuls płaskiej fali EM, którego, według literatury, parametry są zbliżone do parametrów najbardziej prawdopodobnych intencjonalnych zaburzeń EM.

Rozdział 5 jest krótkim wprowadzeniem do następnych rozdziałów rozprawy doktorskiej. Przedstawiono w nim model fizyczny oddziaływania impulsu EM z powierzchniami metalowymi, opracowany zgodnie z literaturową wiedzą empiryczną. Z modelu tego Doktorantka wywnioskowała, że podstawowym efektem oddziaływania pola EM z powierzchniami metalowymi jest redystrybucja elektronów swobodnych na tych powierzchniach. Wymuszona polem EM migracja elektronów swobodnych skutkuje powstaniem na powierzchniach metalowych elektrycznych o odmiennej polarności elektrycznej, które stają się wtórnymi źródłami pola elektrycznego kształtującymi pole EM w obudowie i w jej otoczeniu. Doktorantka postawiła hipotezę, że śledzenie migracji elektronów swobodnych na zewnętrznych i wewnętrznych powierzchniach metalowej obudowy ekranującej może być kluczowe dla analizy innych zjawisk wynikających z oddziaływania pola EM z metalową obudową (np. dla analizy przepływu prądu na powierzchniach obudowy). Zgodnie z tą hipotezą badanie migracji elektronów swobodnych na powierzchniach obudowy ekranującej stały się ważnym elementem niniejszej rozprawy doktorskiej.

Rozdział 6 zawiera 4 podrozdziały, w których Doktorantka prezentuje wyniki własnych badań symulacyjnych procesu wnikania zaburzającego impulsu EM do metalowej obudowy oraz rozwoju pola EM w jej wnętrzu dla przypadku impulsu zaburzającego o polaryzacji pionowej.

Podrozdział 6.1 dotyczy wizualizacji 3D i 2D procesu wnikania i rozwoju pola elektromagnetycznego wewnątrz obudowy dla przypadku pionowej polaryzacji zewnętrznego impulsu zaburzającego. Prezentowane są w nim mapy 3D i 2D rozkładów sprzężonych ze sobą pól: pola elektrycznego i pola magnetycznego. Rozwój pola EM wewnątrz obudowy przebiega w taki sposób, że można go podzielić na dwie fazy: fazę falową i fazę interferencyjną. W pierwszej, falowej fazie (rys. 6) rozwoju pola elektromagnetycznego wewnątrz obudowy powstają najpierw pierwotne a potem wtórne (np. po odbiciu się fal pierwotnych od ścian

bocznych obudowy) fale elektromagnetyczne składające się ze sprzężonych fal elektrycznych i magnetycznych o kształcie niepełnych pierścieni o przekroju podłużnym podobnym do sierpa Księżyca i prostokątnym przekroju poprzecznym (np. rys. 6Ei i 6Hi oraz rys. 7Ei i 7Hi). W następnej, interferencyjnej fazie pole EM wewnątrz obudowy wyrażone przez moduły pola elektrycznego i magnetycznego ma postać skomplikowanych przestrzennych form geometrycznych, trudnych do zobrazowania (rys. 6). W takiej sytuacji wygodnie jest opisać pole EM wewnątrz obudowy, przedstawiając je na wybranych przekrojach (2D) wnętrza obudowy. Otrzymuje się wówczas dwuwymiarowe rozkłady pola EM we wnętrzu obudowy nazwane ze względu na zazwyczaj nietypową geometrię mozaikami interferencyjnymi pola elektrycznego i magnetycznego (rys. 7). Fale pierwotne i wtórne oraz mozaiki interferencyjne pola elektrycznego i magnetycznego przemieszczają się od przedniej do tylnej ściany obudowy, doznając od nich kolejnych odbić. Część energii tego oscylującego pola EM „wypływa” z obudowy przez otwór przy kolejnych odbiciach od ściany przedniej, wskutek czego natężenie pola elektrycznego i magnetycznego wewnątrz obudowy maleje w czasie. W obu fazach rozwoju rozkłady pola elektrycznego i magnetycznego we wnętrzu obudowy są symetryczne względem osi z.

Zgodnie z motywacją przedstawioną w rozdziale 5 w podrozdziale 6.2 zaprezentowano i przeanalizowano rozkłady powierzchniowego ładunku elektrycznego na wewnętrznych ścianach obudowy, śledząc migrację elektronów swobodnych na tych powierzchniach. Powierzchniowe gęstości ładunku elektrycznego na ścianach obudowy, wyznaczone zostały ze składowej normalnej pola elektrycznego, korzystając z proporcjonalności między tymi wielkościami. Z analizy wykonanych symulacji wynika, że wskutek migracji elektronów swobodnych powstają lokalnie na wewnętrznych ścianach obudowy pary obszarów („wysp”) ładunku elektrycznego o przeciwnych polarnościach, dodatniej i ujemnej. Pary te zostały nazwane w tej rozprawie „parami wysp komplementarnych ładunków elektrycznych”. Stają się one razem z tą częścią impulsu zaburzającego, która bezpośrednio wnika przez otwór do obudowy współzródłem pola EM we wnętrzu obudowy. We wczesnej fazie wnikania impulsu zaburzającego do wnętrza obudowy pary wysp komplementarnych ładunków elektrycznych pojawiają się w obszarach przy dłuższych krawędziach otworu na wewnętrznej stronie przedniej ściany obudowy. Wyspy tworzące pary położone są po przeciwnych stronach otworu. W miarę wnikania impulsu zaburzającego w głąb obudowy powierzchnie istniejących par wysp komplementarnych ładunków elektrycznych rosną, obejmując swoim obszarem wewnętrzne powierzchnie dolnej i górnej ściany obudowy. Równocześnie przy dłuższych krawędziach otworu na wewnętrznej stronie przedniej ściany obudowy powstają nowe pary wysp

komplementarnych ładunków elektrycznych. Istniejące i nowotworzące się pary wysp komplementarnych ładunków elektrycznych przemieszczają się w głąb obudowy (rys. 11 i 12). Pola elektryczne wytworzone przez pary wysp komplementarnych ładunków elektrycznych tworzą razem z tą częścią pola elektrycznego impulsu zaburzającego, która bezpośrednio wnika do obudowy charakterystyczne falowe struktury elektryczne o geometrii niepełnych pierścieni. Pierścienie te w przekroju podłużnym mają kształt sierpa Księżyca a w przekroju poprzecznym – prostokąta. Istnienie fal o takim kształcie zostało już zauważone i opisane wcześniej w podrozdziale 6.1 dotyczącym wizualizacji 3D i 2D rozwoju pola EM w obudowie. Wybrane przykłady charakterystycznych struktur elektrycznych we wczesnej fazie rozwoju pola EM we wnętrzu obudowy przedstawione są na rys. 25 i 26. Warto je skonfrontować ze strukturami przedstawionymi odpowiednio na rys. 6Ed (lub 6Ee) i 6Eg w podrozdziale 6.1. Wyjaśnienie w podrozdziale 6.2 związku między ładunkiem elektrycznym na wewnętrznych ścianach obudowy a polem EM we wnętrzu obudowy jest potwierdzeniem przewidywań ważności śledzenia zachowania się ładunku elektrycznego na wewnętrznych powierzchniach obudowy, przedstawionych w rozdziale 5.

W podrozdziale 6.3 zaprezentowano wyniki badań rozkładów normalnego pola elektrycznego (subpodrozdział 6.3.1), stycznego pola magnetycznego (subpodrozdział 6.3.2) oraz ładunku elektrycznego i prądu powierzchniowego (subpodrozdział 6.3.3) na zewnętrznych ścianach obudowy. Badania tych parametrów EM na zewnętrznych ścianach obudowy były motywowane owocnymi wynikami śledzenia rozkładów ładunku elektrycznego na wewnętrznych ścianach obudowy (podrozdział 6.2). Należało bowiem oczekiwać, że również zjawiska elektromagnetyczne zachodzące na zewnętrznych ścianach obudowy, a w szczególności na powierzchniach przyległych do otworu, mogą mieć wpływ na procesy elektromagnetyczne we wnętrzu obudowy.

Z prezentowanych w subpodrozdziale 6.3.1 rozkładów pola elektrycznego na zewnętrznych powierzchniach obudowy wynika, że impuls zaburzający powoduje powstanie składowej normalnej pola elektrycznego na zewnętrznych powierzchniach górnej i dolnej ściany obudowy. Wektory składowej normalnej pola elektrycznego na tych powierzchniach układają się w wąski „pas” wektorów pola elektrycznego o profilu gaussowskim w swoim przekroju poprzecznym. Rozciąga się on od lewej do prawej ściany bocznej obudowy. Pas ten przemieszcza się po górnej i dolnej ścianie obudowy (rys. 13a-13h) w kierunku $-z$, podobnie jak impuls zaburzający. Oprócz charakterystycznego pasa pola elektrycznego warto zwrócić uwagę na względnie duże wartości składowej normalnej pola elektrycznego, szczególnie w początkowej fazie oddziaływania impulsu zaburzającego z obudową, na dolnej i górnej

krawędzi przedniej ściany obudowy, dolnej i górnej krawędzi otworu oraz na rogach ściany przedniej. Natężenie składowej normalnej pola elektrycznego w tych obszarach rośnie w miarę zbliżania się maksimum impulsu zaburzającego do płaszczyzny ściany przedniej i maleje, kiedy maksimum impulsu zaburzającego oddala się od ściany przedniej obudowy.

W subpodrozdziale 6.3.2 zaprezentowano rozkłady stycznego pola magnetycznego na powierzchni obudowy, które towarzyszy polu elektrycznemu opisanemu w poprzednim podrozdziale. Podobnie jak w przypadku pola elektrycznego główną formą stycznego pola na zewnętrznych powierzchniach obudowy jest wąski pas gaussowski rozciągający się od lewej do prawej ściany bocznej, który przemieszcza się w kierunku $-z$, zgodnie z kierunkiem impulsu zaburzającego. Także jak w przypadku pola elektrycznego największe styczne pole magnetyczne występuje na powierzchni ściany przedniej w pobliżu otworu w momencie, kiedy impuls zaburzający przemieszcza się przez płaszczyznę ściany przedniej. Styczne pole magnetyczne utrzymuje się w tym obszarze nawet po tym, jak impuls zaburzający oddala się od ściany przedniej na odległość równą połowie długości obudowy.

W subpodrozdziale 6.3.3 zostały przedstawione rozkłady ładunków elektrycznych i prądu powierzchniowego na zewnętrznych powierzchniach obudowy. Umożliwiają one razem z rozkładami pola elektrycznego i magnetycznego opisanymi w poprzednich subpodrozdziałach 6.3.1 i 6.3.2 na pełniejsze zrozumienie korelacji między polem elektrycznym, polem magnetycznym, powierzchniową gęstością ładunku elektrycznego i prądem powierzchniowym na zewnętrznych powierzchniach obudowy.

Korzystając z wyników otrzymanych we wcześniejszych podrozdziałach, w podrozdziale 6.4 przedstawiono autorski model wnikania impulsu elektromagnetycznego o polaryzacji pionowej do wnętrza obudowy. Zgodnie z tym modelem część impulsu zaburzającego wnika przez otwór do wnętrza obudowy, inicjując powstanie i rozwój par wysp komplementarnych ładunków elektrycznych na wewnętrznych powierzchniach obudowy, które generują pole elektryczne we wnętrzu obudowy. We wczesnym etapie wnikania impulsu zaburzającego pole elektryczne, które wnika do wnętrza obudowy przez otwór oraz pole elektryczne wytworzone przez pary wysp komplementarnych ładunków elektrycznych tworzą we wnętrzu obudowy charakterystyczne falowe struktury elektryczne o geometrii niepełnego pierścienia o przekroju podłużnym podobnym do sierpa Księżyca i prostokątnym przekroju poprzecznym. Podstawami tego pierścienia jest para wysp komplementarnych ładunków elektrycznych (rys. 25 i 26). Fale te poruszają się w głąb obudowy. W sformułowaniu powyższego modelu owocną rolę odegrała analiza migracji elektronów swobodnych na powierzchniach obudowy.

W rozdziale 7 zaprezentowano wyniki własnych badań symulacyjnych procesu wnikania i rozwoju pola EM we wnętrzu obudowy z otworem dla przypadku impulsu zaburzającego o polaryzacji równoległej. Rozdział ten składa się z 4 podrozdziałów.

Podrozdział 7.1 dotyczy wizualizacji 3D i 2D procesu wnikania i rozwoju pola EM wewnątrz obudowy. Z zaprezentowanych map 3D i 2D rozkładów pola elektrycznego i pola magnetycznego wynika, że analogicznie jak w przypadku polaryzacji pionowej rozwój pola EM we wnętrzu obudowy można podzielić na dwie fazy: falową i interferencyjną. W fazie falowej impuls zaburzający wnikający przez otwór do wnętrza obudowy inicjuje w jej wnętrzu pierwotne i wtórne fale pola EM o geometrii ukształtowanego walca o owalnym przekroju poprzecznym z podstawami walca zaczynającymi się i kończącymi na wewnętrznej powierzchni przedniej ściany obudowy (np. rys. 27Ei i 27Hi oraz 28Ei i 28Hi). Fale te różnią się one zatem kształtem przestrzennym od kształtu fal powstających w przypadku polaryzacji pionowej (podrozdział 6.1). W fazie interferencyjnej, podobnie jak w przypadku polaryzacji pionowej, pole EM przyjmuje postać skomplikowanych przestrzennych form geometrycznych (rys. 27), trudnych do zobrazowania. W tym przypadku łatwiejszy dla percepcji obraz pola EM we wnętrzu obudowy można otrzymać, prezentując dwuwymiarowe rozkłady pola EM w wybranych przekrojach wnętrza obudowy. Rozkłady pola EM przedstawione na tych przekrojach nazywane są ze względu na nietypową geometrię mozaikami interferencyjnymi pola elektrycznego i magnetycznego (rys. 28). Fale pierwotne i wtórne oraz mozaiki interferencyjne pola elektrycznego i magnetycznego poruszają się między przednią i tylną ścianą obudowy ulegając kolejnym odbiciom od tych ścian a także od ścian bocznych obudowy. Pola te doznają strat energetycznych na otworze przy kolejnych odbiciach od ściany przedniej. Pole EM we wnętrzu obudowy wykazuje symetrię osiową względem osi z.

W podrozdziale 7.2 zaprezentowano i opisano powstawanie ładunku elektrycznego i jego rozkłady na wewnętrznych ścianach obudowy spowodowane tą częścią impulsu zaburzającego o polaryzacji równoległej, która wnika przez otwór do wnętrza obudowy. W początkowej fazie wnikania impulsu zaburzającego do obudowy ładunki elektryczne na wewnętrznej powierzchni przedniej ściany obudowy gromadzą się głównie w obszarach przy krótszych krawędziach otworu. Podobnie jak w przypadku polaryzacji pionowej, powstające obszary ładunków elektrycznych tworzą pary wysp komplementarnych ładunków elektrycznych. Wyspy tworzące parę leżą po przeciwnych stronach otworu, przy jego krótszych krawędziach. W miarę wnikania impulsu zaburzającego w głąb obudowy wyspy tworzące parę wysp komplementarnych ładunków elektrycznych „odłączają się” od krótszych krawędzi otworu i przemieszczają się po wewnętrznej powierzchni przedniej ściany obudowy w kierunku ścian bocznych. Na ich

miejscu, po obu stronach otworu, przy jego krótszych krawędziach powstają nowe wyspy, tworzące nowe pary wysp komplementarnych ładunków elektrycznych. Wyspy te mają przeciwną polarność elektryczną niż wyspy, z którymi sąsiadują. Po obu stronach otworu na powierzchniach wewnętrznych najpierw ściany przedniej a następnie ścian bocznych tworzy się ciąg naprzemiennie naładowanych wysp ładunków elektrycznych (rys. 29 i 30). Każda z tych wysp ma swojego komplementarnego partnera po przeciwnej stronie otworu. Z biegiem czasu odległość między wyspami partnerskimi na ścianie przedniej zwiększa się. Pary wysp komplementarnych ładunków elektrycznych są źródłami pola EM we wnętrzu obudowy. Tworzą one razem z polem EM, które wniknęło przez otwór do wnętrza obudowy falowe struktury elektryczne o geometrii u-kształtnego walca. Struktury te przemieszczają się w głąb obudowy. Fale o geometrii u-kształtnego walca zostały już zauważone i omówione w podrozdziale 7.1, który dotyczy wizualizacji 3D i 2D rozwoju pola EM wewnątrz obudowy. Wybrane przykłady charakterystycznych struktur elektrycznych we wczesnej fazie rozwoju pola EM we wnętrzu obudowy przedstawiono na rys. 45. Warto porównać je ze strukturami przedstawionymi na rys. 27Eg i 28Eg w podrozdziale 7.1. Z powyższego wynika, że badania zachowania się ładunku elektrycznego na wewnętrznych ścianach obudowy sugerowane przez Doktorantkę w rozdziale 5, przyczyniły się do głębszego wyjaśnienia pochodzenia i natury pola EM we wnętrzu obudowy.

W podrozdziale 7.3 zaprezentowano wyniki badań rozkładów normalnego pola elektrycznego (subpodrozdział 7.3.1), gęstości ładunku elektrycznego (subpodrozdział 7.3.2), prądu powierzchniowego (subpodrozdział 7.3.3) oraz stycznego pola magnetycznego (subpodrozdział 7.3.4) na zewnętrznych ścianach obudowy.

Z prezentowanych w subpodrozdziale 7.3.1 rozkładów pola elektrycznego na zewnętrznych powierzchniach obudowy wynika, że impuls zaburzający indukuje ładunek elektryczny na zewnętrznych powierzchniach obudowy, czego wyrazem jest pojawienie się składowej normalnej pola elektrycznego na tych powierzchniach. W początkowej fazie oddziaływania impulsu zaburzającego z obudową największe wartości składowej normalnej pola elektrycznego występują na lewym i prawym przednim rogu obudowy oraz na lewej i prawej krótszej krawędzi otworu. Z upływem czasu i oddalania się impulsu zaburzającego od przedniej ściany obudowy pola elektryczne na lewym i prawym przednim rogu obudowy maleją, „ekspandując” na sąsiadujące z nimi powierzchnie ścian obudowy (rys. 31). Maleje także pole elektryczne wokół krawędzi otworu. Największe wartości składowej normalnej pola elektrycznego występują natomiast na ścianach bocznych obudowy, w miejscu aktualnej pozycji impulsu zaburzającego. Poza tym miejscem pole elektryczne jest relatywnie słabe.

Inaczej niż w przypadku polaryzacji pionowej, na powierzchniach górnej i dolnej ściany obudowy nie występuje pole elektryczne w miejscach aktualnej pozycji impulsu zaburzającego. Bowiem ładunki elektryczne wytworzone przez impuls zaburzający na lewej i prawej ścianie bocznej generują pole elektryczne, które kompensuje pole elektryczne impulsu zaburzającego, powodując, że składowa styczna pola elektrycznego na górnej i dolnej powierzchniach obudowy jest równa zero.

W subpodrozdziale 7.3.2 przedstawiono rozkłady gęstości ładunku elektrycznego na zewnętrznych ścianach obudowy. Rozkłady te pokazano na rys. 33 i 34. Rozkłady te są skorelowane z rozkładami składowej normalnej pola elektrycznego na zewnętrznych ścianach obudowy. Wynika to z proporcjonalności między gęstością ładunku powierzchniowego a składową normalną pola elektrycznego. A zatem zgodnie z opisami zachowania się składowej normalnej pola elektrycznego w subpodrozdziale 7.3.1, w pierwszej fazie oddziaływania impulsu zaburzającego na obudowę największy ładunek elektryczny zostaje zgromadzony na lewym (ujemny ładunek elektryczny) i prawym (dodatni ładunek elektryczny) obudowy oraz na lewej i prawej krótszej krawędzi otworu. Wraz z oddalaniem się impulsu zaburzającego od przedniej ściany obudowy gęstość ładunku powierzchniowego na lewym i prawym przednim rogu obudowy maleje. Jednocześnie na powierzchniach górnej, dolnej i bocznych ścianach obudowy, sąsiadujących z lewym i prawym przednim jej rogiem powstaje i rozwija się ładunek elektryczny o niedużej gęstości powierzchniowej. Maleją także gęstości ładunku elektrycznego wokół otworu. Impuls zaburzający, poruszający się w kierunku tylnej ściany obudowy indukuje na bocznych ścianach obudowy sprzężone ze sobą wąskie obszary znacznego ładunku elektrycznego o przeciwnych polarnościach. Na lewej bocznej ścianie powstaje obszar o ujemnym ładunku elektrycznym, na prawej bocznej ścianie - o dodatnim ładunku elektrycznym. Obszary te poruszają się razem z impulsem zaburzającym w kierunku tylnej ściany obudowy. Towarzyszy temu przepływ prądu elektrycznego i co za tym idzie pole magnetyczne na powierzchniach obudowy. Opisane są one w następnych podrozdziałach.

W subpodrozdziale 7.3.3 omówiono przepływ prądu elektrycznego na zewnętrznych powierzchniach obudowy (rys. 35-37). We wczesnej fazie oddziaływania impulsu zaburzającego na przednią ścianę obudowy pole elektryczne impulsu zaburzającego wymusza bardzo intensywną migrację elektronów swobodnych po ścianie przedniej z prawego rogu obudowy do lewego rogu, tak aby wytworzony na tych rogach układ ładunków elektrycznych o przeciwnej polarności (ładunek ujemny na lewym rogu, ładunek dodatni na prawym rogu) utworzył na powierzchniach ściany przedniej obudowy pole elektryczne kompensujące pole elektryczne impulsu zaburzającego. Migrację tę utrudnia otwór w ścianie przedniej, przy

którego krótszych krawędziach powstają również obszary ładunków elektrycznych o przeciwnej polarności (ładunek ujemny przy prawej krawędzi, ładunek dodatni przy lewej krawędzi). W okolicach otworu migracja elektronów swobodnych odbywa się także po dłuższych krawędziach otworu. (Należy pamiętać, że kierunek przepływu prądu elektrycznego na rys. 35-37 jest kierunkiem umownym, obowiązującym w elektromagnetyzmie. Elektrony swobodne tworzące rzeczywisty prąd elektryczny poruszają się przeciwnie do kierunku prądu umownego. Inaczej mówiąc, kierunek prądu elektronowego jest przeciwny do kierunku prądu umownego). Jak wynika z poprzedniego subpodrozdziału (7.3.2), w miarę oddalania się impulsu zaburzającego od przedniej ściany obudowy maleje gęstość ładunków elektrycznych na przednich rogach obudowy. Skutkuje to zmniejszaniem się intensywności migracji elektronów na przedniej ścianie obudowy. Jednocześnie impuls zaburzający przemieszczający się w kierunku tylnej ściany obudowy indukuje na ścianach bocznych obudowy sprzężoną ze sobą parę wąskich obszarów ładunków elektrycznych o przeciwnej polarności. Odbywa się to w taki sposób, że w obszarze wytworzonym na lewym boku obudowy gromadzą się elektrony swobodne, które pod wpływem pola elektrycznego impulsu zaburzającego wyemigrowały po powierzchniach ściany górnej i dolnej z partnerskiego obszaru sprzężonego na prawym boku obudowy. Migrację tę ilustrują rys. 35d-35h i 36. Po oddaleniu się impulsu zaburzającego od przedniej ściany obudowy prąd powierzchniowy na górnej i dolnej ścianie obudowy przyjmuje formę wąskiego pasa w płaszczyźnie wyznaczonej przez impuls zaburzający. Pas ten przesuwają się w stronę tylnej ściany obudowy zgodnie z impulsem zaburzającym.

Pole magnetyczne styczne do zewnętrznych powierzchni obudowy zostało opisane w subpodrozdziale 7.3.4. W początkowej fazie oddziaływania impulsu zaburzającego z przednią ścianą obudowy mamy do czynienia ze znanym zjawiskiem odbicia się fali EM od powierzchni metalowej. W przypadku impulsu zaburzającego o polaryzacji równoległej natężenie stycznego pola magnetycznego na „ciągłej” powierzchni przedniej ściany obudowy jest jednorodne i dwukrotnie większe niż natężenie pola magnetycznego impulsu zaburzającego. Zaburzenie tej jednorodności stycznego pola magnetycznego występuje w okolicach otworu. Po oddaleniu się impulsu zaburzającego od przedniej ściany obudowy styczne pole magnetyczne na powierzchni obudowy wynika z istnienia wąskiego pasa prądu powierzchniowego w płaszczyźnie impulsu zaburzającego (subpodrozdział 7.3.3). Styczne pole magnetyczne także przyjmuje postać wąskiego pasa na górnej i dolnej ścianie obudowy. Pas ten przemieszcza się w stronę tylnej ściany obudowy, zgodnie z impulsem zaburzającym (rys. 38 i 39).

Na podstawie wyników zaprezentowanych w podrozdziałach 7.1-7.3, w podrozdziale 7.4 przedstawiono autorski model wnikania impulsu elektromagnetycznego o polaryzacji równoległej do wnętrza obudowy. Zgodnie z tym modelem część impulsu zaburzającego wnika przez otwór do wnętrza obudowy, powodując powstanie i rozwój par wysp komplementarnych ładunków elektrycznych na wewnętrznych powierzchniach obudowy. Pary wysp komplementarnych ładunków elektrycznych generują pole elektryczne we wnętrzu obudowy. We wczesnym etapie wnikania impulsu zaburzającego pole elektryczne, które wnika do wnętrza obudowy przez otwór oraz pole elektryczne wytworzone przez pary wysp komplementarnych ładunków elektrycznych tworzą we wnętrzu obudowy charakterystyczne falowe struktury elektryczne o geometrii u-kształtnego walca o owalnym przekroju poprzecznym z podstawami walca zaczynającymi się i kończącymi na wewnętrznej powierzchni przedniej ściany obudowy (rys. 45). Podstawami u-kształtnego walca jest para wysp komplementarnych ładunków elektrycznych. Czoła fal u-kształtnych fal elektrycznych przemieszczają się w głąb obudowy. Jednocześnie podstawy tych fal, czyli wysp komplementarnych ładunków elektrycznych poruszają się po ścianach bocznych w taki sposób, że u-kształtne ramiona fal stają się coraz bardziej rozwarte. U-kształtnym falom elektrycznym towarzyszą sprzężone z nimi fale magnetyczne. W sformułowaniu powyższego modelu owocną rolę odegrała analiza migracji elektronów swobodnych na powierzchniach obudowy, zresztą podobnie jak w przypadku polaryzacji pionowej impulsu zaburzającego.

W rozdziale 8 przedstawiono wyniki własnych, testowych badań symulacyjnych dla przypadku impulsu zaburzającego z tzw. polaryzacją skręconą. Przeprowadzone testy wykazały, że środowisko symulacyjne CST Studio „poradziło” sobie pod względem obliczeniowym z przypadkiem polaryzacji skręconej. Jednak jak można było przewidzieć, wyniki uzyskane dla polaryzacji skręconej okazały się trudne do zinterpretowania i mało przydatne merytorycznie. Z tego względu odstąpiono od bardziej szczegółowych badań tego przypadku. Tym bardziej, że w razie potrzeby skomplikowany przypadek polaryzacji skręconej może być analizowany jako liniowa kombinacja polaryzacji pionowej i równoległej. Przypadki tych polaryzacji zostały opisane odpowiednio w rozdziałach 6 i 7.

W rozdziale 9 przedstawiono analizę skuteczności ekranowania wnętrza obudowy z otworem. Rozdział ten składa się z 4 podrozdziałów.

Podrozdział 9.1 zawiera charakterystyki czasowe natężenia pola elektrycznego i magnetycznego w wybranych punktach A i B wewnątrz obudowy dla obu przypadków polaryzacji impulsu zaburzającego: pionowej i równoległej. Punkt A (0, 0, 0) znajduje się w geometrycznym środku obudowy t.j. najpowszechniej wybieranym punktem do liczbowej

analizy jakości skuteczności ekranowania. Punkt B (0; 0; -211,5) znajduje się na osi z, przy tylnej ścianie obudowy, gdzie występuje najwięcej lokalnych konstruktywnych interferencji pola EM (podrozdziały 6.1 i 7.1). Punkt B został dobrany w taki sposób, aby uwypuklić różnice w wartościach skuteczności ekranowania (przedstawionej w podrozdziale 9.3) wynikające z doboru różnych punktów wewnątrz obudowy. Dla obu przypadków polaryzacji (pionowej i równoległej) w fazie falowej (opisanej w podrozdziałach 6.1 i 7.1) charakterystyki czasowe pola elektrycznego i magnetycznego przechodzących przez punkty A i B mają formę powtarzających się impulsów. Impulsy na charakterystyce odpowiadają przechodzącym przez punkty A i B charakterystycznym falowym strukturom elektrycznym opisanym w podrozdziałach 6.2 i 7.2. Amplitudy tych impulsów wewnętrznych są mniejsze od maksymalnej amplitudy impulsu zaburzającego i maleją z upływem czasu.

W podrozdziale 9.2 opisano zmianę charakteru oddziaływania zakłócenia elektromagnetycznego w obudowie z otworem dla dwóch przypadków: bez zastosowania ochrony w postaci obudowy z otworem oraz dla przypadku umieszczenia punktu A w obudowie z otworem. Oddziaływanie zewnętrznego impulsu zaburzającego na wybrany punkt A w przestrzeni dla przypadku bez zastosowania ochrony w postaci obudowy z otworem ma charakter jednorazowy. Natomiast w przypadku umieszczenia punktu A w obudowie z otworem, na skutek wniknięcia przez otwór impulsu zaburzającego w jej wnętrzu powstaje ciąg impulsów wewnętrznych, które oscylując między ścianami: frontową i tylną obudowy wielokrotnie przemieszczają się przez punkt A. Wynika z tych dwóch przykładów, że charakter zakłóceń elektromagnetycznych, jakich doznaje punkt A po umieszczeniu go w obudowie z otworem zmienia się w porównaniu z przypadkiem bez zastosowania obudowy.

W podrozdziałach 9.3 i 9.4 przedstawiono dwa spojrzenia na skuteczność ekranowania (SE) wnętrza obudowy z otworem: lokalne i globalne.

Opisane w podrozdziale 9.3 lokalne spojrzenie na skuteczność ekranowania opiera się na wyznaczeniu ilościowych zależności czasowych SE w wybranych punktach A i B wewnątrz obudowy. Takie lokalne podejście (określenie czasowych zależności SE w geometrycznym środku obudowy) jest najpowszechniej stosowanym sposobem określania skuteczności ekranowania wewnątrz obudów ekranujących. Z otrzymanych charakterystyk SE wynika, że w obu rozważanych punktach (A i B) w obudowie skuteczność ekranowania impulsu zaburzającego wynosi co najmniej 8 dB w przypadku polaryzacji pionowej i 12 dB w przypadku polaryzacji równoległej. W obu przypadkach polaryzacji (pionowej i równoległej) skuteczność ekranowania wewnątrz obudowy rośnie z upływem czasu (analiza w czasie 30 ns). Dotyczy to nie tylko punktów A i B, ale także innych punktów w obudowie. Tendencja ta

wynika z faktu bardziej równomiernego rozłożenia się pola EM w całej objętości obudowy oraz wypływu części energii z obudowy przez otwór przy kolejnych odbiciach pola EM od ściany przedniej.

W podrozdziale 9.4 przedstawiono inne niż dotychczas stosowane, globalne podejście do określania skuteczności ekranowania wnętrza obudowy. Nowe podejście zaproponowane w niniejszej rozprawie doktorskiej polega na wyznaczeniu globalnych, dwuwymiarowych (2D) map chwilowych wartości skuteczności ekranowania dla całej płaszczyzny xy ($z = \text{const.}$) wewnątrz badanej obudowy ekranującej w czasie $t = \text{const.}$ Otrzymane globalne mapy SE w płaszczyźnie 2D umożliwiają szczegółową ocenę skuteczności ekranowania w wybranej płaszczyźnie wnętrza badanej obudowy. Z wyznaczonych map globalnej skuteczności ekranowania możliwe jest szybkie zidentyfikowanie najbardziej wrażliwych punktów w obudowie.

W rozdziale 10 zawarto uwagi dotyczące walidacji wyników symulacji numerycznej. Ze względu na to, że źródłami subnanosekundowych impulsów do celów ataków EM dysponuje wąska, w zasadzie anonimowa grupa, a wykonanie badań doświadczalnych w zakresie przedstawionym w niniejszej rozprawie jest wyzwaniem ekstremalnym praktycznie niemożliwe było wykonanie walidacji eksperymentalnej. Z tych względów w przedstawionej rozprawie doktorskiej zwraca się szczególną uwagę na zgodność otrzymanych wyników z zasadami fizyki a szczególnie prawami Maxwella. Zarzutów do przedstawionych wyników nie przedstawili recenzenci artykułów, w których opublikowano wyniki otrzymane w niniejszej rozprawie (przedstawione na końcu pracy w postaci spisu publikacji Doktorantki) oraz dyskutanci plakatów naukowych o tematyce niniejszej rozprawy doktorskiej zaprezentowanych na konferencjach naukowych.

Rozdział 11 zawiera podsumowanie i wnioski końcowe prowadzące do udowodnienia tezy rozprawy doktorskiej. W przypadku obu polaryzacji impulsu zaburzającego najważniejsze wyniki przedstawione w rozprawie doktorskiej to:

- 1) obrazy 3D i 2D wizualizujące morfologię pola elektrycznego i pola magnetycznego w czasie procesu wnikania i rozwoju pola EM wewnątrz obudowy ekranującej,
- 2) wykrycie istnienia dwóch faz rozwoju pola EM w małej niewysokiej metalowej obudowie ekranującej z otworem: fazy falowej i fazy interferencyjnej,
- 3) rozkłady ładunku elektrycznego na wewnętrznych powierzchniach obudowy,
- 4) rozkłady pola elektrycznego i pola magnetycznego, ładunku elektrycznego oraz prądu powierzchniowego na zewnętrznych powierzchniach obudowy,

- 5) wyjaśnienie pochodzenia i natury pola EM we wnętrzu obudowy dla dwóch polaryzacji impulsu zaburzającego,
- 6) autorskie modele wnikania impulsu elektromagnetycznego do wnętrza obudowy dla dwóch polaryzacji impulsu zaburzającego,
- 7) charakterystyki czasowe natężenia pola elektrycznego i magnetycznego w wybranych punktach wnętrza obudowy,
- 8) wykrycie i opis zmiany charakteru zaburzenia elektromagnetycznego we wnętrzu obudowy ekranującej z otworem, polegającego na powstaniu we wnętrzu obudowy ciągu tzw. subnanosekundowych EM impulsów wewnętrznych,
- 9) lokalne charakterystyki czasowe skuteczności ekranowania pola elektrycznego i magnetycznego,
- 10) dwuwymiarowe globalne mapy skuteczności ekranowania pola elektrycznego i pola magnetycznego dla wybranych czasów,
- 11) powiązanie skuteczności ekranowania wnętrza obudowy z fizycznymi procesami (m.in. z migracją elektronów swobodnych) zachodzącymi na metalowych powierzchniach obudowy z otworem w czasie procesów wnikania i rozwoju pola EM wewnątrz obudowy z otworem.

A zatem przeprowadzona w rozprawie doktorskiej analiza procesów wnikania impulsu zaburzającego dla dwóch przypadków polaryzacji: pionowej i równoległej wykazała, że możliwe jest określenie skuteczności antyelektromagnetycznego ekranowania wnętrza niewysokiej metalowej obudowy z perforacją technologiczną na podstawie analizy symulacji procesu wnikania subnanosekundowego impulsu płaskiej fali EM dużej mocy do jej wnętrza. A zatem została potwierdzona teza postawiona w niniejszej rozprawie doktorskiej.

Rozprawę kończą spis literatury oraz spis publikacji autorki rozprawy doktorskiej. Lista publikacji Doktorantki zawiera 10 pozycji związanych z tematyką rozprawy doktorskiej (w tym 3 artykuły naukowe opublikowane w czasopismach z listy JCR) oraz 11 innych publikacji naukowych dotyczących innych zagadnień badawczych (w tym 5 artykułów naukowych opublikowanych w czasopismach z listy JCR). Spis literatury liczy 63 pozycje.

Wykaz ważniejszych oznaczeń i skrótów

CEM - Computational Electromagnetic - Elektromagnetyka Obliczeniowa
CST - Computer Simulation Technology - Technologia Komputerowej Symulacji
ECF - Electric Charge Field - Pole od Ładunków Elektrycznych
EM - Electromagnetic - Elektromagnetyczny
EMC - Electromagnetic Compatibility - Kompatybilność Elektromagnetyczna
EME - Electromagnetic Environment - Środowisko Elektromagnetyczne
EMI - Electromagnetic Interference - Zaburzenia Elektromagnetyczne
FEM - Finite Element Method - Metoda Elementów Skończonych
FIT - Finite Integration Technique - Technika Integracji Skończonej
FWHM – Full Width at Half Maximum - Szerokość Połówkowa
GPF - Geometrically Penetrating Field – Pole wnikające geometrycznie
HPE - High Power Environment - Środowisko Elektromagnetyczne Dużej Mocy
HPEM - High Power Electromagnetic Radiation - Promieniowanie Elektromagnetyczne Dużej Mocy
HPM - High Power Microwave - Impulsy Mikrofalowe Dużej Mocy
IEME - Intentional Electromagnetic Environment - Intencjonalne Środowisko Elektromagnetyczne
LPE - Low Power Environment - Środowisko Elektromagnetyczne Małej Mocy
PEC - Perfect Electric Conductor - Idealny Przewodnik Elektryczny
SE - Shielding Effectiveness - Skuteczność Ekranowania
TEMPEST - Temporary Emanation and Spurious Transmission – Standard Ochrony Urządzeń Elektronicznych przed Niekontrolowanymi Emisjami Elektromagnetycznymi
TLM - Transmission-Line Matrix Method - Metoda Macierzy Linii Transmisyjnych

1. Wstęp

Działalność współczesnego społeczeństwa dotycząca m.in. zarządzania ekonomią i bankowością państwa i instytucji, spraw militarnych i obrony cywilnej, kontroli i bezpieczeństwa transportu lotniczego, pożarnictwa, szpitali i transportu ambulansowego oraz komunikacji i handlu jest coraz bardziej uzależniona od zaawansowanych technologii, w których używane są skomputeryzowane systemy elektroniczne. Z jednej strony, stosowanie tych zaawansowanych technologii zwiększa liczbę i jakość oferowanych usług, przyczyniając się istotnie do rozwoju społeczeństwa. Z drugiej strony, wprowadzanie i stosowanie tych zaawansowanych technologii komputerowo-elektronicznych w sferze publicznej i militarnej naraża je na różnego rodzaju zagrożenia środowiskowe, które mogą spowodować, że ta technologicznie zaawansowana infrastruktura elektroniczna będzie działać niewłaściwie lub trwale uszkodzona. Jednym z największych zagrożeń dla jej prawidłowego działania są środowiska elektromagnetyczne (EME - ang. Electromagnetic Environments).

Obecnie realne zagrożenie dla infrastruktury elektronicznej ze strony intencjonalnych ataków wykorzystujących promieniowanie EM o dużej mocy dotyczy już nie tylko elektronicznej struktury militarnej, ale także różnych sektorów cywilnych [1, 2].

Dostępna literatura wymienia wiele przypadków ataków EM wykorzystujących stosunkowo łatwo dostępne źródła impulsów EM dużej mocy. Celem tych ataków była infrastruktura elektroniczna zabezpieczająca m.in. automaty do gier, sklepy jubilerskie, systemy bankowe, policyjne systemy telekomunikacyjne i systemy antykradzieżowe w luksusowych samochodach [1, 3].

Prawidłowe funkcjonowanie urządzeń i systemów elektronicznych uzależnione jest od opracowania skutecznych środków zaradczych eliminujących lub minimalizujących skutki, jakie może spowodować promieniowanie EM (w tym impulsy dużej mocy).

Wiadomo, że intencjonalne użycie impulsów dużej mocy do spowodowania zakłóceń pracy lub trwałych uszkodzeń elementów i układów elektronicznych stanowi zagrożenie również dla większych struktur elektronicznych. Konwencjonalne metody oceny skutków zagrożeń ataków EM opierają się głównie na empirycznych testach, które przeważnie nie dostarczają informacji o mechanizmach fizycznych prowadzących do tych skutków. Poznanie tych mechanizmów jest podstawą do opracowania skutecznej ochrony przed atakami EM. Dlatego podejmowane są szerokie działania, których celem jest analiza oddziaływania promieniowania EM z elementami składowymi układów elektronicznych i opracowanie metod ich ochrony. Celem opracowania skutecznych metod pozwalających na przewidywanie

skutków ataków EM i ich przyczyn, włączając w to podstawowe mechanizmy rządzące dynamiką oddziaływania pola EM na poszczególne elementy i układy elektroniczne jest identyfikacja najbardziej wrażliwych elementów składowych układów elektronicznych i opracowanie metod ich ochrony przed atakami EM. Bezpośrednim rezultatem podejmowania prac nad przewidywaniem skutków ataków EM może być metodyka postępowania przy projektowaniu przyszłych elementów i układów elektronicznych o zwiększonej odporności na promieniowane EM.

1.1. Wprowadzenie

1.1.1. Naturalne i intencjonalne impulsy elektromagnetyczne dużej mocy

Generalnie środowiska EME można podzielić na dwa rodzaje: na środowiska EM małych (LPE - ang. Low Power Environments) i dużych mocy (HPE - ang. High Power Environments). Norma IEC 61000-2-13 definiuje środowisko EM dużych mocy HPE jako takie, w którym szczytowa gęstość mocy promieniowania EM przekracza wartość 26 W/m^2 , co równoważne jest temu, że natężenie pola elektrycznego wynosi w tym środowisku co najmniej $E = 100 \text{ V/m}$ a natężenie pola magnetycznego wynosi $H = 0,27 \text{ A/m}$ [4].

Środowisko EM, które stanowi zagrożenie dla cywilnej i militarnej infrastruktury elektronicznej można podzielić na dwie podstawowe grupy: pochodzenia naturalnego i intencjonalne zaburzenia elektromagnetyczne (IEME – ang. Intentional Electromagnetic Environments).

Źródłami naturalnych środowisk EM są wszelkiego rodzaju atmosferyczne wyładowania elektryczne, rozbłyski słoneczne i zorze polarne. Wydaje się, że w dzisiejszych czasach do grupy naturalnych zagrożeń EM można zaliczyć także różnego rodzaju antropogeniczne zaburzenia EM (EMI – ang. Electromagnetic Interference), jeżeli nie zostały one wygenerowane intencjonalnie. Przykładami źródeł zaburzeń EM wynikających z działalności człowieka są sieci komunikacji komórkowej, nadajniki radiowe i telewizyjne, sieci elektryczne oraz systemy zapłonów w silnikach spalinowych. Antropogeniczne źródła i generowane przez nie zaburzenia EM będące ubocznym niepożądanym wynikiem pożytecznej działalności człowieka podlegają ustawowej kontroli, która głównie reguluje moc i częstotliwość emitowanego promieniowania EM. W ogólności gęstość mocy promieniowania źródeł antropogenicznych jest za mała, aby środowisko EM tworzone przez te źródła zaliczyć do tzw. środowisk elektromagnetycznych dużych mocy HPE.

Obok sygnałów naturalnych, drugą grupą sygnałów EM mogących stanowić zagrożenie dla prawidłowej pracy infrastruktury elektronicznej są intencjonalne środowiska elektromagnetyczne (IEME).

Do intencjonalnych zaburzeń EM zalicza się środowiska EM wytworzone z zamiarem zaburzenia pracy lub zniszczenia infrastruktury elektronicznej. Zgodnie z ich przeznaczeniem intencjonalne zaburzenia EM charakteryzują się znacznie większą mocą promieniowania EM niż środowiska elektromagnetyczne generowane przez antropogeniczne źródła zaburzeń. Z tego względu intencjonalne zaburzenia EM tworzą środowisko elektromagnetyczne dużej mocy HPE a promieniowanie EM charakterystyczne dla tego środowiska nazywane jest promieniowaniem EM dużej mocy (HPEM – ang. High Power Electromagnetic Radiation).

Intencjonalne środowiska elektromagnetyczne IEME charakteryzujące się promieniowaniem EM dużej mocy mają w zasadzie naturę impulsową. W związku z tym, środowiska te charakteryzować będzie nie tylko duża moc emitowanego promieniowania, ale także jego właściwości czasowe i częstotliwościowe, takie jak krótkie czasy narastania, zaniku i trwania impulsów, ich repetycja oraz odpowiadające im widmo częstotliwościowe.

Zgodnie z kryterium częstotliwościowym środowiska IEME można podzielić na te, których widmo częstotliwościowe jest ciągłe i na te charakteryzujące się widmem dyskretnym. Do środowisk o widmie ciągłym należą środowiska wytworzone przez naturalne atmosferyczne wyładowania elektryczne, intencjonalne wybuchy nuklearne poza atmosferą ziemską i intencjonalne szerokopasmowe impulsy pochodzenia nienuklearnego. Intencjonalne środowiska elektromagnetyczne o widmie dyskretnym tworzą różnego rodzaju ciągi impulsów mikrofalowych dużej mocy HPM (HPM – ang. High Power Microwave) o wysokiej częstotliwości powtarzania [5].

Najprawdopodobniej to właśnie promieniowanie EM w postaci ciągu paczek impulsów mikrofalowych dużej mocy HPM zostanie użyte w celu spowodowania zagrożenia dla infrastruktury elektronicznej.

Uważa się, że największym zagrożeniem dla działania obiektów elektronicznych są krótkotrwałe impulsy HPM o dużej gęstości mocy, czyli o dużym natężeniu pola elektrycznego osiągającym 10^5 - 10^6 V/m. Takie podejście wynika z faktu, że skala spowodowanych zniszczeń w urządzeniach elektronicznych zależy nie tylko od energii impulsów zaburzających, ale również od ich charakterystyk częstotliwościowych i rozkładów czasowych pola EM. Z tego powodu analizując stopień zagrożenia infrastruktury elektronicznej impulsami HPM należy brać pod uwagę ich widmo częstotliwościowe i jego dopasowanie do częstotliwościowego widma wrażliwości analizowanego obiektu elektronicznego oraz uwzględnić czasowe rozkłady

pola elektrycznego i magnetycznego wewnątrz i w otoczeniu analizowanych obiektów. Wysokie potencjały elektryczne indukowane w obiektach elektronicznych są przyczyną powstawania fal przepięciowych, przebiegów elektrycznych i wyładowań elektrostatycznych mogących skutkować ich uszkodzeniem. Dlatego maksymalna wartość natężenia pola elektrycznego a nie energia impulsów HPEM uważana jest za jeden z najważniejszych parametrów oceny stopnia zagrożenia obiektów elektronicznych [1].

Tabela 1 przedstawia szacunkowe zakresy natężenia pola elektrycznego odpowiadające za różne nieprawidłowości w działaniu urządzeń elektronicznych [6, 7].

Tabela 1. Zakresy natężenia pola elektrycznego wywołujące nieprawidłowości w działaniu urządzeń elektronicznych [8].

Natężenie pola E [V/m]	Uszkodzenia
0,19 - 1,9	Zakłócenia sygnałów
$0,19 \cdot 10^3$ - $1,9 \cdot 10^3$	Uszkodzenia układów scalonych
$6 \cdot 10^3$ - $19 \cdot 10^3$	Uszkodzenia komponentów komputera i układów logicznych
$60 \cdot 10^3$ - $190 \cdot 10^3$	Nieodwracalne uszkodzenie komputerów

Jak wspomniano wcześniej, skutki oddziaływania zaburzenia EM z obudową ekranującą zależą od wielu czynników. Wyróżnia się trzy najbardziej prawdopodobne postacie intencjonalnych zaburzeń w formie impulsów EM [9-12]:

1. Wąskopasmowe mikrofalowe impulsy sinusoidalne o częstotliwościach środkowych od 0,3 GHz do 15 GHz,
2. Intencjonalne szerokopasmowe impulsy sub- i nanosekundowe o widmie częstotliwości od 0,2 GHz do kilku GHz,
3. Środowisko o umiarkowanej szerokości widmowej do kilkuset MHz, generowane intencjonalnymi impulsami tłumionych sinusoid o częstotliwościach z zakresu od 100 MHz do 500 MHz i czasie trwania do kilkuset nanosekund.

Należy zatem oczekiwać, że podatność obudowy ekranującej z perforacją technologiczną na każdy z tych typów impulsów, mających różne właściwości czasowe, przestrzenne i częstotliwościowe, będzie różna.

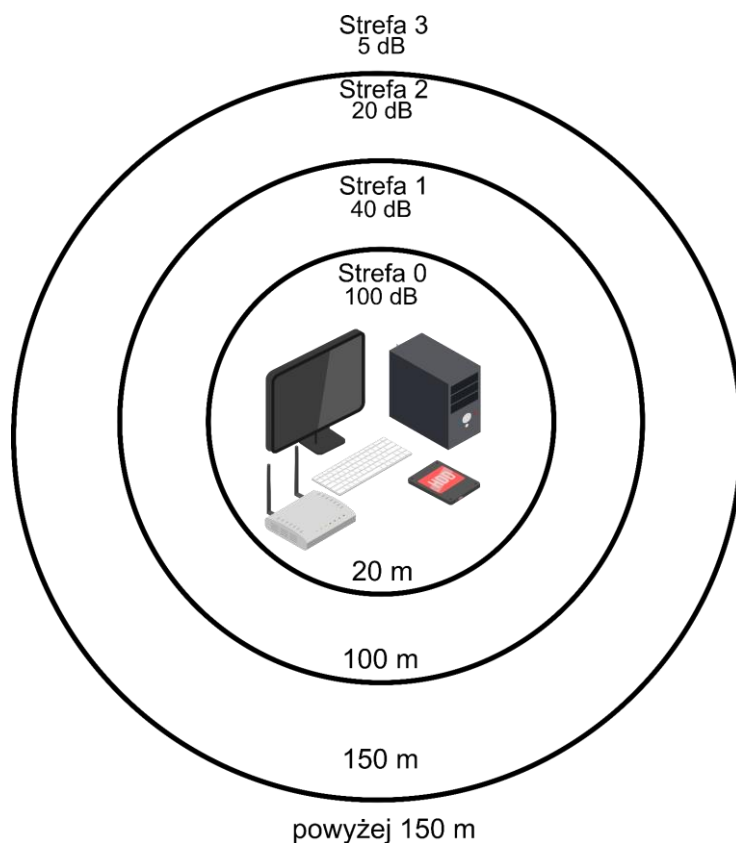
1.1.2. Ekranowanie promieniowania elektromagnetycznego

Wobec zagrożenia jakie stanowi intencjonalne zaburzenie EM i skutków jakie może wywołać zasadne staje się stosowanie środków ochrony urządzeń i infrastruktury elektronicznych.

Metody ochrony przed emisją ujawniającą (niepożądana emisja promieniowania EM z urządzeń elektronicznych, która umożliwia odtworzenie przetwarzanej informacji) i atakami wykorzystującymi promieniowanie EM można podzielić na dwie grupy: organizacyjne i techniczne [13].

Środki organizacyjne obejmują wyznaczenie obszaru ochronnego z tzw. strefami bezpieczeństwa wokół obiektu chronionego. Strefy bezpieczeństwa dla przykładowego obiektu chronionego (zestaw komputerowy z routerem) przedstawia rys. 1. Strefy te określają fizyczne granice (odległości), w obrębie których wartości promieniowania EM uniemożliwiają dokonanie emisji ujawniającej oraz skutecznego zakłócenia pracy obiektu chronionego w zależności od jakości ekranowania pola EM samego obiektu chronionego. Inaczej rzecz ujmując, strefy bezpieczeństwa definiują wartość tłumienia pola EM na granicach kontrolowanego obszaru w różnych odległościach wokół danego obiektu chronionego [13, 14].

Zaletą stosowania stref bezpieczeństwa jest ograniczenie kosztów związanych z wysokimi cenami struktur ekranujących o tłumienności rzędu 100 dB. Podobny efekt bowiem można uzyskać łącząc strukturę ekranującą o mniejszej tłumienności i stosując określoną strefę bezpieczeństwa. Dla przykładowego obiektu chronionego, którym jest zestaw komputerowy z routerem (rys. 1), przyczyną określenia stref bezpieczeństwa może być konieczność zapewnienia ochrony przetwarzanych informacji przed niekontrolowaną emisją elektromagnetyczną. W związku z tym, w wyniku wyznaczenia poszczególnych stref możliwe jest zapewnienie założonego poziomu ochrony np. poprzez zastosowanie strefy 0 i obudowy ekranującej o tłumienności 100 dB lub zastosowanie strefy 2 i obudowy ekranującej o tłumienności 40 dB. Oba wymienione rozwiązania pozwolą na uzyskanie podobnego poziomu ochrony rozważanego obiektu chronionego.



Rys. 1. Przykładowe strefy bezpieczeństwa - rysunek poglądowy.

Określenie obszaru ochronnego i stref bezpieczeństwa stanowi podstawę do dalszej analizy jakości ochrony obiektu i ewentualnego zastosowania rozwiązań technicznych o wymaganych skutecznościach ekranowania pola EM.

Rozwiązania techniczne nie oddziałują na źródło zaburzeń EM, a jedynie ograniczają jego skutki. Do najpopularniejszych rozwiązań technicznych należą: zastosowanie filtrów sygnałowych, absorberów promieniowania i ograniczników napięć, separacja linii zasilających i linii sygnałowych oraz szeroko pojęte ekranowanie przewodów, obudów i pomieszczeń.

Filtrowanie sygnałów elektrycznych stanowi ważny sposób ochrony przed niepożądanym promieniowaniem EM. Najczęściej filtry umieszcza się w liniach zasilających oraz liniach sygnałowych. Zadaniem filtrów jest ograniczenie wpływu zaburzeń EM w pasmach sygnałów użytkowych. Na rynku dostępnych jest wiele filtrów pracujących na różnych zakresach częstotliwości i charakteryzujących się podwyższoną wytrzymałością mechaniczną oraz odpornością na duże napięcia i prądy.

Zastosowanie absorberów pozwala na ograniczenie mocy promieniowania EM oddziałującego na chroniony obiekt dzięki zjawisku absorpcji. Zjawisko to polega na częściowym lub całkowitym pochłanianiu energii fal EM. Dostępne absorbery mają postać pianek, farb, lakierów oraz nowoczesnych struktur metamateriałowych.

Oprócz filtrów i absorberów stosuje się również ograniczniki szczytowych wartości napięcia, które stanowią skuteczny środek ochrony przed impulsowymi polami EM. Ze względu na różne czasy reakcji na przychodzące zaburzenia EM i sposób działania dostępnych jest wiele rozwiązań bazujących m.in. na diodach półprzewodnikowych, gazowych lampach wyładowczych, iskiernikach (przerwy powietrzne między przewodzącymi odcinkami linii), warystorach oraz tyrystorach.

Separacja linii zasilających i sygnałowych znacząco wpływa na jakość chronionych obiektów ze względu na duże prawdopodobieństwo powstawania zakłóceń. Zakłócenia te są wynikiem przesłuchów pól EM pochodzących od linii zasilających na linie sygnałowe o znacznie niższych poziomach przesyłanych sygnałów.

Dobór materiałów, z jakich wykonane są przewody ma również wpływ na jakość ochrony obiektów przed promieniowaniem EM. W celu ograniczenia oddziaływania zaburzeń EM na linie zasilające i sygnałowe w obiektach krytycznych stosuje się warstwę ekranującego materiału, np. warstwę folii aluminiowej otaczającej izolację w przewodach współosiowych.

Podstawowym środkiem ochronnym przed promieniowaniem EM jest ekranowanie. Bardzo skutecznym rozwiązaniem są zamknięte metalowe obudowy ekranujące, w których umieszcza się wrażliwą infrastrukturę elektroniczną. Padające promieniowanie EM na obudowę ekranującą nie wnika do wnętrza obudowy i urządzenia znajdujące się w jej wnętrzu nie są narażone na zakłócenia EM.

1.1.3. Obudowy ekranujące

Obudowy ekranujące stanowią doskonałą alternatywę dla specjalistycznych i drogich urządzeń ekranowanych wykonanych w standardzie TEMPEST (TEMPEST – ang. Temporary Emanation and Spurious Transmission) [15]. Standard TEMPEST określa zbiór procedur, wytycznych, technologii i środków technicznych służących do ochrony urządzeń elektronicznych i minimalizujących ryzyko ujawnienia poufnych informacji poprzez promieniowanie EM emitowane przez chronione urządzenia. Oprócz wysokich kosztów urządzeń wykonanych w tym standardzie, do wad tego standardu należy zaliczyć ograniczenia funkcjonalne wynikające z potrzeby wprowadzenia zmian konstrukcyjnych np. stosowanie specjalnych złącz, które współpracują tylko z dedykowanymi urządzeniami (drukarkami, klawiaturami i pamięciami komputerowymi).

Całkowicie szczelne, doskonale przewodzące obudowy ekranujące zapewniają idealną ochronę przed zaburzeniami EM. Jednak takie całkowicie zamknięte obudowy ekranujące nie są praktyczne ze względu na brak funkcjonalnych struktur zawierających przewody zasilające

i sygnałowe do komunikacji wewnątrz-otoczenie oraz otworów technologicznych wspierających działanie urządzeń elektronicznych znajdujących się wewnątrz obudowy. Istnienie dróg komunikacji w postaci otworów technologicznych powoduje, że niepożądane promieniowanie EM może wnikać do wnętrza obudowy ekranującej. Z tego powodu ekranowanie promieniowania EM przez praktyczne obudowy z otworami nie może być idealne, a skutki wywołane przez zewnętrzne zaburzenia EM zależą od ich sprzężenia z obudową ekranującą.

Dostępne na rynku obudowy ekranujące mają kształt prostopadłościanu i wykonane są z metalu, tworzyw sztucznych lub kompozytów. Na rynku dostępnych jest wiele rodzajów obudów ekranujących. Ze względu na gabaryty możemy podzielić je na duże, średnie i małe. Do największych gabarytowo obudów ekranujących należą pomieszczenia, w których znajduje się infrastruktura elektroniczna i współpracujące z nią urządzenia. Do grupy średniej wielkości obudów należą m.in. szafy typu rack, w których umieszcza się np. serwery, urządzenia sieciowe, switchy itp. Grupę najmniejszą gabarytowo stanowią małe metalowe obudowy ekranujące, w których umieszcza się niewielkie urządzenia mobilne. Ta grupa obudów cieszy się w ostatnich latach rosnącą popularnością. Ich popularność wynika z potrzeby ochrony małych urządzeń, takich jak laptopy, tablety, smartfony, pamięci komputerowe, elektroniczne dowody osobiste oraz kluczyki do luksusowych samochodów.

1.1.4. Skuteczność ekranowania

Do ilościowej oceny jakości ochrony wnętrza obudów ekranujących z perforacjami przed spodziewanym promieniowaniem EM (w tym impulsów HPM) stosuje się wielkość zwaną skutecznością ekranowania SE (SE - ang. Shielding Effectiveness) [16].

Definicje efektywności ekranowania określane są w dziedzinie częstotliwości i czasu. Wywodzą się one z czasów, kiedy główne zainteresowanie dotyczyło zaburzeń EM o okresowej zmienności w czasie (np. sinusoidalnej o określonej częstotliwości zaburzenia EM) [16-20].

Zgodnie z klasyczną definicją ekranowania w dziedzinie częstotliwości skuteczność ekranowania SE danego punktu P (x, y, z) przed polem elektrycznym (lub magnetycznym) definiuje się jako stosunek amplitud natężeń pola elektrycznego E (lub magnetycznego H) w punkcie P (x, y, z) bez i z obudową ekranującą [16].

Mamy zatem dla pola elektrycznego:

$$SE_f^E(f, x, y, z) = 20 \log \frac{E^i(f, x, y, z)}{E^o(f, x, y, z)}, \quad (1)$$

gdzie $SE_f^E(f, x, y, z)$ jest efektywnością ekranowania pola elektrycznego E w punkcie $P(x, y, z)$ dla częstotliwości f , $E^i(f, x, y, z)$ jest amplitudą pola elektrycznego w punkcie $P(x, y, z)$ dla częstotliwości f bez obudowy ekranującej a $E^o(f, x, y, z)$ jest amplitudą pola elektrycznego w punkcie $P(x, y, z)$ dla częstotliwości f z obudową ekranującą.

Dla pola magnetycznego H skuteczność ekranowania definiuje się jako

$$SE_f^H(f, x, y, z) = 20 \log \frac{H^i(f, x, y, z)}{H^o(f, x, y, z)}, \quad (2)$$

gdzie $SE_f^H(f, x, y, z)$ jest efektywnością ekranowania pola magnetycznego H w punkcie $P(x, y, z)$ dla częstotliwości f , $H^i(f, x, y, z)$ i $H^o(f, x, y, z)$ są amplitudami pola magnetycznego w punkcie $P(x, y, z)$ dla częstotliwości f odpowiednio bez obudowy i z obudową ekranującą.

Stosuje się także pojęcie skuteczności ekranowania w odniesieniu do gęstości mocy promieniowania:

$$SE_f^P(f, x, y, z) = 10 \log \frac{P^i(f, x, y, z)}{P^o(f, x, y, z)}, \quad (3)$$

gdzie $SE_f^P(f, x, y, z)$ jest efektywnością ekranowania mocy w punkcie $P(x, y, z)$ dla częstotliwości f , $P^i(f, x, y, z)$ i $P^o(f, x, y, z)$ są wartościami mocy w punkcie $P(x, y, z)$ odpowiednio bez obudowy i z obudową ekranującą.

Analogicznie w dziedzinie czasu skuteczność ekranowania danego punktu $P(x, y, z)$ przed polem elektrycznym (lub magnetycznym) definiuje klasycznie się jako stosunek amplitudy natężenia pola elektrycznego E (lub magnetycznego H) dla danego czasu t bez obudowy ekranującej i z obudową ekranującą w tym samym punkcie [16].

Dla pola elektrycznego mamy:

$$SE_t^E(t, x, y, z) = 20 \log \frac{E^i(t, x, y, z)}{E^o(t, x, y, z)}, \quad (4)$$

gdzie $SE_t^E(t, x, y, z)$ jest efektywnością ekranowania pola elektrycznego E w punkcie $P(x, y, z)$ dla danego czasu t , $E^i(t, x, y, z)$ jest amplitudą pola elektrycznego w punkcie $P(x, y, z)$ dla danego czasu t bez obudowy ekranującej a $E^o(t, x, y, z)$ jest amplitudą pola elektrycznego w punkcie $P(x, y, z)$ dla danego czasu t z obudową ekranującą.

Podobnie dla pola magnetycznego H :

$$SE_t^H(t, x, y, z) = 20 \log \frac{H^i(t, x, y, z)}{H^o(t, x, y, z)}, \quad (5)$$

gdzie $SE_t^H(t, x, y, z)$ jest efektywnością ekranowania pola magnetycznego H w punkcie $P(x, y, z)$ dla danego czasu t , $H^i(t, x, y, z)$ i $H^o(t, x, y, z)$ są amplitudami pola magnetycznego w punkcie $P(x, y, z)$ dla danego czasu t odpowiednio bez obudowy i z obudową ekranującą.

W dziedzinie czasu wprowadzono również skuteczność ekranowania dla gęstości mocy promieniowania EM:

$$SE_t^P(t, x, y, z) = 10 \log \frac{P^i(t, x, y, z)}{P^o(t, x, y, z)}, \quad (6)$$

gdzie $SE_t^P(t, x, y, z)$ jest skutecznością ekranowania gęstości mocy w punkcie P (x, y, z) dla czasu t, $P^i(t, x, y, z)$ i $P^o(t, x, y, z)$ są wartościami gęstości mocy w punkcie P (x, y, z) dla danego czasu t odpowiednio bez obudowy i z obudową ekranującą.

W dziedzinie czasu oprócz przedstawionych powyżej definicji skuteczności ekranowania opisanych wzorami (4) – (6) istnieją również inne sposoby definiowania SE. Na przykład, definiuje się skuteczność ekranowania jako redukcję maksymalnej wartości natężenia pola elektrycznego i magnetycznego oraz ich pochodnych czasowych po zastosowaniu ekranowania w wybranym punkcie obudowy [21-28]. Jednak ze względu na ich mniej powszechne zastosowanie praktyczne te definicje nie są przedmiotem rozważań w niniejszej dysertacji.

Jak wynika z równań Maxwella, wysokie amplitudy natężenia pola elektrycznego i magnetycznego impulsu zaburzającego oraz szybkie zmiany czasowe (czyli dwie pochodne czasowe) stanowią największe zagrożenie dla ekranowanych urządzeń (lub elementów) elektronicznych. Oprócz parametrów impulsu zaburzającego istotny wpływ na skuteczność ekranowania mają parametry obudowy. W szczególności ważna jest geometria obudowy, materiał obudowy, grubość jej ścianek, kształt i wymiary otworu lub otworów w obudowie oraz miejsce we wnętrzu obudowy. Istotnym parametrem jest także wrażliwość obudowy na charakterystyki czasowe i częstotliwościowe zaburzenia EM [29-32].

Wprowadzone w dziedzinie czasu definicje skuteczności ekranowania (4)-(6) są mało przydatne dla przypadków, kiedy zaburzenie EM jest przebiegiem okresowym o określonej częstotliwości. Wówczas wartość SE wyznaczona ze wzorów (4)-(6) ma wartość stałą o zależności czasowej zgodnej z zaburzeniem EM. Dlatego definicje (4)-(6) stosuje się przede wszystkim do oceny skutków zaburzenia EM o impulsowym charakterze. Między innymi przykładem takiego zaburzenia EM, które jest przedmiotem niniejszej dysertacji.

W przypadku impulsowych zaburzeń EM wartości skuteczności ekranowania uzyskane za pomocą wzorów (4)-(6) określają zmiany SE w czasie dla wybranego punktu wewnątrz obudowy ekranującej. Otrzymane wyniki są informacją o tzw. zmianie w czasie lokalnej skuteczności ekranowania. Dają one jedynie ograniczoną informację o właściwościach ekranujących całej obudowy. Należy bowiem oczekiwać, że skuteczność ekranowania wyznaczona w wybranym punkcie nie jest reprezentatywna dla całej obudowy. Z pewnością

znajdą się punkty w obudowie o większych i mniejszych wartościach SE. Aby uniknąć takiej sytuacji należałoby dla każdego z lepiej lub gorzej uzasadnionego zbioru punktów w obudowie wykonać obliczenia SE wg wzorów (4)-(6) i na podstawie otrzymanych wyników ocenić SE obudowy. Jednakże zrealizowanie takiej procedury jest niepraktyczne.

Po burzliwym rozwoju symulacji komputerowych opartych na nowoczesnych komputerach i komercyjnych środowiskach obliczeniowych w elektromagnetyce obliczeniowej zaistniała możliwość bardziej praktycznego zdefiniowania globalnej skuteczności ekranowania, która umożliwi szybkie i bezpośrednie uzyskanie informacji o lokalnych, minimalnych i maksymalnych wartościach skuteczności ekranowania we wnętrzu obudowy.

Doktorantka w niniejszej rozprawie definiuje globalne skuteczności ekranowania SE_g^E dla pola elektrycznego i SE_g^H dla pola magnetycznego następująco:

$$SE_g^E = 20 \log \frac{E^i(x,y)}{E^o(x,y)} \Big|_{\substack{z=\text{const} \\ t=\text{const}}} \quad (7)$$

oraz

$$SE_g^H = 20 \log \frac{H^i(x,y)}{H^o(x,y)} \Big|_{\substack{z=\text{const} \\ t=\text{const}}} \quad , \quad (8)$$

gdzie $E^i(x, y)$ i $H^i(x, y)$ – wartości natężenia odpowiednio pola elektrycznego i magnetycznego impulsu zaburzającego w punktach x, y w przekroju $z = \text{const}$. w czasie t bez obudowy, a $E^o(x, y)$ i $H^o(x, y)$ – wartości natężenia odpowiednio pola elektrycznego i magnetycznego w punktach x, y tego samego przekroju $z = \text{const}$. w tym samym czasie z obudową.

Globalne podejście zaproponowane w tej pracy polega na wyznaczeniu w dziedzinie czasu 2D map chwilowych wartości skuteczności ekranowania w wybranym przekroju wnętrza obudowy, czyli dla wybranych płaszczyzn $z = \text{const}$. wewnątrz badanej obudowy ekranującej w ustalonym czasie $t = \text{const}$. Wybrano przekrój $z = \text{const}$. jako przykładowy. Można jednak wybrać dowolny przekrój obudowy, np. $y = 0$, wtedy SE_g wyznacza się w punktach x, z (patrz np. rys. 63). Zaproponowany w tej rozprawie nowy globalny sposób prezentacji skuteczności ekranowania daje pełniejszy obraz właściwości ekranowania wnętrza obudowy ekranującej z otworem. Możliwa jest więc jednoczesna analiza skuteczności ekranowania dowolnej ilości punktów leżących w wybranej płaszczyźnie we wnętrzu obudowy. Sposób wyznaczania

globalnych map SE oraz wyniki globalnej skuteczności ekranowania wnętrza obudowy ekranującej przed polem EM są przedstawione w rozdziale 9.

Wprowadzoną w tej pracy definicję globalnej skuteczności ekranowania nie należy mylić z próbą wprowadzenia w badaniach skuteczności ekranowania tzw. podejścia globalnego (the global approach), polegającego na wprowadzeniu uśrednionej w określonym przedziale czasowym zależności SE dla natężenia pola elektrycznego i magnetycznego oraz gęstości strumienia mocy dla całej ekranowanej objętości obudowy [22, 24-28].

1.2. Cel i teza rozprawy

Motywacją podjęcia tematu badań było zapotrzebowanie zarówno na poznanie mechanizmów oddziaływania zaburzających impulsów EM z obiektami metalowymi służącymi do minimalizacji skutków intencjonalnych ataków EM oraz na nowe metody ilościowej oceny skuteczności ekranowania urządzeń (i elementów) elektronicznych przez te obiekty.

W zaistniałej sytuacji zapotrzebowania na skuteczne sposoby ochrony przed intencjonalnymi atakami EM powstało pytanie, a z nim problem naukowy, czy mała niewysoka metalowa obudowa z perforacją technologiczną nadaje się do ekranowania wrażliwych urządzeń (lub elementów) elektronicznych przed intencjonalnymi atakami elektromagnetycznymi przyjmującymi formę ultrakrótkich elektromagnetycznych impulsów zaburzających.

Celem naukowym rozprawy doktorskiej jest lepsze poznanie mechanizmów wnikania subnanosekundowego impulsu płaskiej fali EM do wnętrza metalowej obudowy ekranującej i rozwoju w nim pola elektromagnetycznego oraz ilościowa ocena skuteczności ekranowania wnętrza obudowy przed tym impulsem.

Teza badawcza została sformułowana następująco:

Możliwe jest określenie skuteczności antyelektromagnetycznego ekranowania wnętrza niewysokiej metalowej obudowy z perforacją technologiczną na podstawie analizy symulacji procesu wnikania subnanosekundowego impulsu płaskiej fali EM dużej mocy do jej wnętrza.

Do rozwiązania postawionego skomplikowanego problemu badawczego i udowodnienia tezy rozprawy doktorskiej wybrana została metoda symulacji numerycznej.

1.3. Struktura rozprawy

Rozprawa doktorska liczy 254 strony i została podzielona na 11 rozdziałów

Rozdział 1 jest wprowadzeniem do tematyki badawczej rozprawy. Składa się on z 3 podrozdziałów.

Podrozdział 1.1 zawiera klasyfikację naturalnych i intencjonalnych zaburzeń EM dużej mocy, opis metod ekranowania promieniowania EM z ukierunkowaniem na obudowy ekranujące oraz omówienie parametrów stosowanych do opisu skuteczność ekranowania obiektów przed promieniowaniem EM. W tym podrozdziale została także wprowadzona i omówiona autorska definicja tzw. globalnej skuteczności ekranowania.

W podrozdziale 1.2 przedstawiony jest problem badawczy. Jest nim przeanalizowanie przydatności niewysokiej prostopadłościennej metalowej obudowy z perforacją technologiczną do ekranowania wrażliwych urządzeń (lub elementów) elektronicznych przed atakiem intencjonalnych EM impulsów zaburzających. W podrozdziale tym sprecyzowane zostały cel oraz teza rozprawy doktorskiej.

W podrozdziale 1.3 przedstawiona została struktura rozprawy doktorskiej.

W rozdziale 2 opisana została wybrana numeryczna metoda symulacyjna. Metoda ta opiera się na zastosowaniu komercyjnego środowiska CST Studio Suite do symulacji oddziaływania promieniowania elektromagnetycznego z obiektami trójwymiarowymi (3D).

W rozdziale 3 zaprezentowano prostopadłościenną metalową obudowę ekranującą z perforacją technologiczną o kształcie prostokątnego otworu w przedniej ścianie obudowy, wybraną jako obiekt symulowanego ataku subnanosekundowego impulsu płaskiej fali EM.

W rozdziale 4 wybrano do symulacji i opisano zaburzający subnanosekundowy impuls płaskiej fali EM, którego parametry są według literatury zbliżone do parametrów najbardziej prawdopodobnych intencjonalnych zaburzeń EM.

Rozdział 5 jest krótkim wprowadzeniem do następnych rozdziałów rozprawy doktorskiej. Przedstawiono w nim model fizyczny oddziaływania impulsu EM z powierzchniami metalowymi. Został on opracowany zgodnie z literaturową wiedzą empiryczną.

Rozdział 6 zawiera 4 podrozdziały, w których zaprezentowano wyniki własnych badań symulacyjnych procesu wnikania EM impulsu zaburzającego do metalowej obudowy z otworem oraz rozwoju pola EM w jej wnętrzu dla przypadku impulsu zaburzającego o polaryzacji pionowej.

Podrozdział 6.1 dotyczy wizualizacji 3D i 2D procesu wnikania i rozwoju pola elektromagnetycznego wewnątrz obudowy dla przypadku pionowej polaryzacji impulsu zaburzającego.

W podrozdziale 6.2 zaprezentowano i przeanalizowano rozkłady powierzchniowego ładunku elektrycznego na wewnętrznych ścianach obudowy, śledząc migrację elektronów swobodnych na tych powierzchniach. Powierzchniowe gęstości ładunku elektrycznego na ścianach obudowy wyznaczone zostały ze składowej normalnej pola elektrycznego, korzystając z proporcjonalności między tymi wielkościami.

W podrozdziale 6.3 przedstawiono wyniki badań rozkładów normalnego pola elektrycznego (subpodrozdział 6.3.1), stycznego pola magnetycznego (subpodrozdział 6.3.2) oraz ładunku elektrycznego i prądu powierzchniowego (subpodrozdział 6.3.3) na zewnętrznych ścianach obudowy.

Korzystając z wyników otrzymanych we wcześniejszych podrozdziałach, w podrozdziale 6.4 przedstawiono autorski model wnikania impulsu elektromagnetycznego o polaryzacji pionowej do wnętrza obudowy z otworem.

W rozdziale 7 zaprezentowano wyniki własnych badań symulacyjnych procesu wnikania EM impulsu zaburzającego do metalowej obudowy z otworem oraz rozwoju pola EM w jej wnętrzu dla przypadku impulsu zaburzającego o polaryzacji równoległej. Rozdział ten składa się z 4 podrozdziałów.

Podrozdział 7.1 dotyczy wizualizacji 3D i 2D procesu wnikania i rozwoju pola EM wewnątrz obudowy z otworem.

W podrozdziale 7.2 zaprezentowano i opisano rozkłady ładunku elektrycznego na wewnętrznych ścianach obudowy.

W podrozdziale 7.3 zaprezentowano wyniki badań rozkładów normalnego pola elektrycznego (subpodrozdział 7.3.1), gęstości ładunku elektrycznego (podrozdział 7.3.2), prądu powierzchniowego (subpodrozdział 7.3.3) oraz stycznego pola magnetycznego (subpodrozdział 7.3.4) na zewnętrznych ścianach obudowy.

W podrozdziale 7.4 przedstawiono autorski model wnikania impulsu elektromagnetycznego o polaryzacji równoległej do wnętrza obudowy z otworem.

W rozdziale 8 przedstawiono wyniki własnych, testowych badań symulacyjnych wizualizacji 3D i 2D rozwoju pola EM wewnątrz obudowy ekranującej z perforacją technologiczną dla przypadku impulsu zaburzającego z tzw. polaryzacją skręconą.

W rozdziale 9 przedstawiono wyniki analizy skuteczności ekranowania wnętrza obudowy z otworem. Skupiono się głównie na lokalnej i globalnej skuteczności ekranowania. Rozdział ten składa się z 4 podrozdziałów.

Podrozdział 9.1 zawiera charakterystyki czasowe natężenia pola elektrycznego i magnetycznego wynikające z zaburzenia spowodowanego subnanosekundowym impulsem EM w wybranych punktach A i B wewnątrz obudowy. Charakterystyki te są kluczowe do wyznaczenia lokalnych skuteczności ekranowania wnętrza obudowy.

W podrozdziale 9.2 opisano zmianę charakteru zaburzenia EM, jakie powstaje w wybranym miejscu (lokalnie) po zastosowaniu ekranowania tego miejsca za pomocą obudowy z otworem. Bez ekranowania zaburzenie EM w tym miejscu jest jednorazowym subnanosekundowym impulsem EM o wysokiej mocy. Natomiast, kiedy wybrane miejsce jest chronione obudową z otworem zaburzenie EM w tym miejscu ma postać ciągu setek subnanosekundowych impulsów (nazywanych wewnętrznymi) o mniejszej mocy, ale na tyle dużej by stanowić zagrożenie elektromagnetyczne.

W podrozdziale 9.3 przedstawiono wyniki badań lokalnych charakterystyk czasowych skuteczności ekranowania (SE) w wybranych punktach we wnętrzu obudowy z otworem. Wykazano przydatność wprowadzonego w podrozdziale 9.2 pojęcia elektromagnetyczne impulsy wewnętrzne do obliczeń lokalnej SE.

W podrozdziale 9.4 zaprezentowano wyniki badań globalnej skuteczności ekranowania wnętrza obudowy z otworem. Opisano zalety map globalnej skuteczności ekranowania.

W rozdziale 10 zawarto uwagi dotyczące walidacji wyników symulacji numerycznej.

Rozdział 11 zawiera podsumowanie i wnioski końcowe rozprawy doktorskiej. Otrzymane wyniki badań obejmujące obrazy 3D i 2D wizualizujące morfologię pola elektrycznego i pola magnetycznego w czasie procesu wnikania i rozwoju pola EM wewnątrz obudowy ekranującej oraz wynikające z nich lokalne charakterystyki czasowe oraz mapy globalne skuteczności ekranowania dowodzą, że założona teza była słuszna. Wyniki te dowiodły bowiem, że możliwe jest określenie skuteczności ekranowania wnętrza obudowy z otworem na podstawie analizy procesu wnikania i rozwoju pola EM w jej wnętrzu.

Rozprawę kończy spis literatury. Liczy on 63 pozycje. Doktorantka załączyła także spis współautorskich publikacji dotyczących rozprawy doktorskiej oraz innych zagadnień badawczych. Lista publikacji Doktorantki zawiera 10 pozycji związanych z tematyką rozprawy doktorskiej oraz 11 innych publikacji naukowych.

2. Metoda symulacyjna CST Studio Suite oddziaływania promieniowania EM ze strukturami 3D

Znacząca część współczesnych odkryć w dziedzinie techniki elektromagnetycznej (EM) opiera się na podejściu heurystycznym. Podejście heurystyczne, będące połączeniem wiedzy, doświadczenia i intuicji fizycznej, stanowi od dawna bardzo ważny element poszukiwania innowacyjnych rozwiązań przyczyniających się do rozwoju techniki EM. W ostatnich dziesięcioleciach w podejściu tym istotne zmiany poczyniły symulacje komputerowe oparte na nowoczesnych komercyjnych środowiskach obliczeniowych. Szczególnie w kontekście numerycznych badań zjawisk elektromagnetycznych, określanych terminem elektromagnetyka obliczeniowa (CEM - ang. Computational Electromagnetic), kluczową rolę odgrywają nowoczesne programy komputerowe wspierające skomplikowane symulacje numeryczne w szeroko pojętym elektromagnetyzmie.

W dzisiejszych czasach badania oddziaływania promieniowania EM z infrastrukturą elektroniczną nie mogą odbyć się bez użycia zaawansowanych metod numerycznych. Metody te umożliwiają prowadzenie wieloaspektowych analiz mechanizmów i skutków zakłócenia pracy różnorodnych obiektów elektronicznych i elektrycznych w środowisku EM. W możliwych przypadkach wyniki badań numerycznych podlegają walidacji, najlepiej eksperymentalnej. Jednakże koszty tradycyjnych badań eksperymentalnych, wliczając w to np. koszty ponoszone wskutek strat powodowanych zniszczeniem urządzeń podczas eksperymentów są zwykle znacznie wyższe w porównaniu do kosztów wykonania numerycznych symulacji komputerowych. Oprócz tego, nowoczesne środowiska obliczeniowe, umożliwiają szybsze i efektywniejsze prowadzenie badań skutkując oszczędnościami finansowymi (eliminacja lub ograniczenie konieczności użycia drogiego sprzętu) i technologicznymi (obniżenie kosztów projektowych przez symulacyjną optymalizację prototypów). Te korzyści przyczyniły się do znaczącego rozwoju obszaru technologii CEM.

W wielu przypadkach zastosowanie metod CEM jest aktualnie jedyną dostępną metodą badania wielu zjawisk elektromagnetycznych. Takim przykładem są niniejsze badania naukowe obejmujące różne aspekty oddziaływania subnanosekundowego EM impulsu zaburzającego z metalową niewysoką obudową z otworem (w tym wnikanie do wnęki, rozwój pola EM wewnątrz obudowy, wpływ polaryzacji promieniowania, zjawiska EM na metalowej powierzchni itp.). Przedstawiona w niniejszej rozprawie problematyka jest tak skomplikowana, że nie da się jej rozwiązać i opisać za pomocą metod analitycznych, a wykonanie badań

eksperymentalnych ze względu na ograniczoną dostępność źródeł subnanosekundowych impulsów EM jest wyzwaniem ekstremalnie trudnym.

Z tych względów do rozwiązania postawionego skomplikowanego problemu badawczego i udowodnienia tezy wybrano komputerowe metody symulacji numerycznej.

Wśród dostępnych obecnie narzędzi numerycznych można wyróżnić dwie główne grupy. Pierwszą stanowią numeryczne środowiska symulacyjne stosowane przy obwodowej metodzie analizy procesów elektromagnetycznych, drugą środowiska opracowane dla metod polowych.

W metodach obwodowych analizowany obiekt elektroniczny rozpatrywany jest w postaci obwodu o stałych skupionych lub rozłożonych. Stosowanie środowiska numerycznego opartego na metodach obwodowych jest korzystne w zastosowaniu do analiz zakłóceń niskoczęstotliwościowych (do setek MHz).

W metodach numerycznych bazujących na teorii pola wszystkie efekty zjawisk częstotliwościowych są uwzględniane w sposób naturalny i bezpośredni, co jest powodem stosowania tych metod w badaniach wysokoczęstotliwościowych. Na rynku można znaleźć wiele środowisk komputerowych do zaawansowanej symulacji rozkładów pól EM. Wnikliwa analiza ich zalet i wad została przedstawiona w publikacjach [34-35]. W publikacjach tych poddano krytycznej analizie 6 zaawansowanych środowisk numerycznych pod względem rodzaju zaimplementowanych algorytmów obliczeniowych, liczby dostępnych rodzajów analiz, zawartości wbudowanych bibliotek modeli elementów, zakresu zmian wartości parametrów analizy (np. zakres częstotliwości) itd. W swojej konkluzji autorzy tej analizy nie wskazali jednoznacznie na istnienie najlepszego programu, jednakże program CST Studio Suite ma wiele zalet przemawiających za wybraniem go do planowanych symulacji oddziaływania promieniowania EM dużej mocy z małymi obudowami ekranującymi.

CST Studio Suite jest flagowym produktem firmy CST (CST - ang. Computer Simulation Technology) służącym do modelowania i szeroko pojętych symulacji elektromagnetycznych.

Środowisko to może służyć do projektowania, symulacji, analizy oraz optymalizacji pojedynczych elementów jak również złożonych urządzeń elektronicznych. Program oferuje możliwość symulacji pełnych struktur 3D w paśmie od pojedynczych herców do pasma optycznego. Dzięki uniwersalnemu interfejsowi możliwe jest łatwe manewrowanie między długością fali stosowaną powszechnie w optyce, a częstotliwością popularną m.in. w technice mikrofalowej. Możliwość wykorzystania do modelowania różnych typów materiałów (m.in. materiałów stratnych, niejednorodnych, nieliniowych, anizotropowych, materiałów, których parametry zależą od częstotliwości, plazmy i ferrytów) oraz przeprowadzenia symulacji wielofizycznych (m.in. termicznych, mechanicznych i elektromagnetycznych) czyni program

CST bardzo uniwersalnym i atrakcyjnym do wykorzystania w elektromagnetycznych badaniach symulacyjnych złożonych struktur trójwymiarowych.

Środowisko CST Studio Suite oferuje możliwość przeprowadzenia symulacji w dwóch dziedzinach: w dziedzinie czasu (ang. Time Domain Solver) oraz w dziedzinie częstotliwości (ang. Frequency Domain Solver). Na szczególną uwagę zasługują unikatowe właściwości poszczególnych solverów dostępnych w programie.

Obliczenia numeryczne wykonane w środowisku CST Studio Suite dają możliwość użycia kilku technik obliczeniowych stosowanych w analizie elektromagnetycznej. W dziedzinie częstotliwości, w zakresie niskich częstotliwości środowisko korzysta z metody elementów skończonych FEM (FEM – ang. Finite Element Method). Natomiast w dziedzinie czasu i w zakresie wysokich częstotliwości program CST Studio Suite korzysta z metody macierzy linii transmisyjnych TLM (TLM – ang. Transmission Line Matrix Method) oraz dostępnej wyłącznie w programie CST Studio Suite techniki integracji skończonej FIT (FIT – ang. Finite Integration Technique).

Metoda elementów skończonych (FEM) jest metodą numerycznego rozwiązywania problemów opisanych układem wielu równań, w których występują pola wektorowe. Metoda ta bazuje na dyskretyzacji trójwymiarowego obszaru obliczeniowego na mniejsze niezależne podobszary, które nazywane są elementami skończonymi. Elementy te tworzą siatkę numeryczną (mesh) podobszarów połączonych ze sobą w punktach zwanych węzłami. W zależności od złożoności obszaru obliczeniowego elementy te mogą przyjmować różne wymiary (jedno-, dwu- i trójwymiarowe) i kształty (trójkąty, prostokąty, czworościany, sześciiany itd.). Najczęściej wykorzystywanym kształtem elementu skończonego podobszaru w procesie dyskretyzacji są czworościany [36]. Wielkość i ilość elementów skończonych zależy od kształtu obszaru obliczeniowego, wymaganej dokładności oczekiwanych wyników i możliwości obliczeniowych procesora obsługującego obliczenia. Rozwiązanie problemu z użyciem metody FEM polega na dyskretyzacji obszaru obliczeniowego, określeniu równań opisujących każdy element skończony, połączeniu zdefiniowanych równań i rozwiązaniu uzyskanego układu równań [37].

Metoda macierzy linii transmisyjnych (TLM) należy do metod numerycznych bazujących na rozwiązywaniu problemów polowych przy pomocy siatki składającej się z linii transmisyjnych. W zależności od geometrii i złożoności problemu siatka może mieć postać liniową (1D, jednowymiarową), prostokątną (2D, dwuwymiarową) lub prostopadłościenną (3D, trójwymiarową). Dyskretyzacja polega na podzieleniu obszaru obliczeniowego na siatkę linii transmisyjnych przecinających się w miejscach nieciągłości impedancji. Rozwiązanie

zagadnienia metodą macierzy linii transmisyjnych opiera się na zamianie problemu polowego na sieć przewodnic i wprowadzeniu zależności między wielkościami polowymi i obwodowymi, a następnie na rozwiązaniu równań sieci linii transmisyjnych metodami iteracyjnymi [37].

Technika integracji skończonej (FIT) bazuje na całkowitej postaci równań Maxwella i na dyskretyzacji obszaru obliczeniowego na mniejsze niezależne podobszary, nazywane w tej metodzie, komórkami siatki (mesh cells). Program CST Studio Suite wyróżnia dostępność kilku rodzajów kształtów komórek siatek. Komórki siatki mogą mieć postać prostopadłościanów, czworościanów i sześciścianów. Ta różnorodność dostępnych brył przekłada się na tworzenie dokładniejszych siatek numerycznych badanych obiektów. Na siatkę składają się dwie sieci komórek: pierwotna i wtórna. Sieć pierwotną tworzą komórki siatki, na których ścianach formułuje się zestaw równań napięciowych i strumieni magnetycznych. Natomiast sieć wtórną tworzą komórki siatki z równaniami napięcia magnetycznego i strumieniami elektrycznymi [38].

Używane w programie CST Studio Suite techniki obliczeniowe oferują większe możliwości symulacyjne niż ich konkurenci w pozostałych dostępnych na rynku programach do symulacji pól elektromagnetycznych. Zarówno możliwość zastosowania metody FIT jak i różnorodność kształtów podobszarów obliczeniowych wpływają pozytywnie na dokładność i jakość obliczeń symulacyjnych, a tym samym czynią otrzymane wyniki bardziej szczegółowymi i zbliżonymi do rzeczywistości.

Środowisko CST Studio Suite umożliwia symulację najważniejszych parametrów potrzebnych do analizy oddziaływania impulsu zaburzającego z metalową obudową, czyli natężenia pola elektrycznego, natężenia pola magnetycznego, gęstości prądu powierzchniowego, gęstości ładunku elektrycznego, mocy elektrycznej i magnetycznej oraz gęstości mocy (wektory Poyntinga) promieniowania EM. Oferuje ono prezentację parametrów elektromagnetycznych w postaci rozkładów dwu- i trójwymiarowych, zarówno w dziedzinie czasu, jak i częstotliwości. W CST Studio Suite dostępne są różne formy graficzne prezentacji otrzymanych rozkładów 2D i 3D. Rozkłady te mogą być analizowane albo jako pola wektorowe ze strzałkami symbolizującymi wektory lub w postaci izolinii i konturów wyznaczających granicę zasięgu powierzchniowego danego parametru. W przypadku pól wektorowych grafika CST Studio Suite oferuje różne kształty strzałek, grotów lub trzonów, które można modyfikować przez zmianę ich wymiarów, upakowania oraz proporcji wielkości grotu i trzonu. Możliwy jest także wybór liczby i szerokości izolinii. Dzięki liczbie izolinii można uzyskać bardziej lub mniej szczegółowy obraz analizowanego parametru. Natomiast zmiana szerokości izolinii umożliwia lepszą czytelność analizowanego obrazu. Przy prezentacji graficznej

w formie konturów można je przedstawić w różnych kolorach (wg skali barw) odpowiadających wartościom danego parametru. Taka forma graficzna pozwala na szybkie zidentyfikowanie obszarów o podobnych właściwościach (np. podczas lokalizacji obszarów o tej samej polaryzacji elektrycznej na powierzchni obudowy). Każda z tych metod graficznych może być zastosowana zarówno do wizualizacji parametrów przy prezentacji dwuwymiarowej, jak i trójwymiarowej.

Przeprowadzone symulacje obejmowały wykonanie obliczeń numerycznych za pomocą modułu MW&RF&Optical do modelowania i kompleksowych symulacji wysokoczęstotliwościowych pól EM obiektów 3D z użyciem Time Domain Solver (w dziedzinie czasu). Procedura symulacyjna polegała na umieszczeniu badanej obudowy z otworem w komórce obliczeniowej o wymiarach x ($-232,5$ mm, $+232,5$ mm), y (-30 mm, $+30$ mm), z ($-236,5$ mm, $+236,5$ mm). Warunki brzegowe komórki obliczeniowej odpowiadały propagacji fali EM w wolnej przestrzeni. W symulacji użyto siatki numerycznej typu sześciociennego, która jest dyskretyzowana za pomocą prostopadłościennych sześciątów o zmiennej objętości, w której obliczane są pola elektryczne i magnetyczne. CST automatycznie dobiera wielkość komórki obliczeniowej śledząc krzywiznę geometrii obiektu (istnieje również możliwość ingerencji zewnętrznej w domyślne parametry komórek). Aby zoptymalizować siatkę numeryczną pod względem czasu symulacji, dokładności wyników i wymagań sprzętowych (pamięć RAM i wielkość pliku wynikowego symulacji), została ona podzielona na komórki o maksymalnej szerokości 1 mm (co odpowiada 0,1 długości fali dla górnej częstotliwości symulacji tj. 30 GHz), zarówno w strefie bliskiej, jak i dalekiej od obudowy. Wynikowa siatka numeryczna składała się z ponad 57 milionów komórek. Czas obserwacji symulacyjnych wynosił 30 ns. Dokładność obliczeń ustalono na -40 dB, co znaczy, że wiarygodne wyniki są do 100 V/m dla pola elektrycznego i 0,268 A/m dla pola magnetycznego. Akwizycję danych symulacyjnych realizowano z różnym skokiem czasowym: od 0,0001 ns dla wczesnej fazy wnikania impulsu zaburzającego do obudowy do 0,1 ns dla czasów, kiedy impuls zaburzający minął obudowę i ustąpiło jego bezpośrednie oddziaływanie na nią. Rozwiązanie skomplikowanego zagadnienia oddziaływania subnanosekundowego impulsu płaskiej fali EM było możliwe za pomocą komputera o rozsądnej mocy obliczeniowej (40 TFLOPS - liczba operacji zmiennoprzecinkowych na sekundę). Ostateczne pliki symulacyjne (dla przypadków polaryzacji pionowej i równoległej) mają ok. 5,4 TB danych, a czas potrzebny do wykonania każdej z symulacji wynosił około 6 dób.

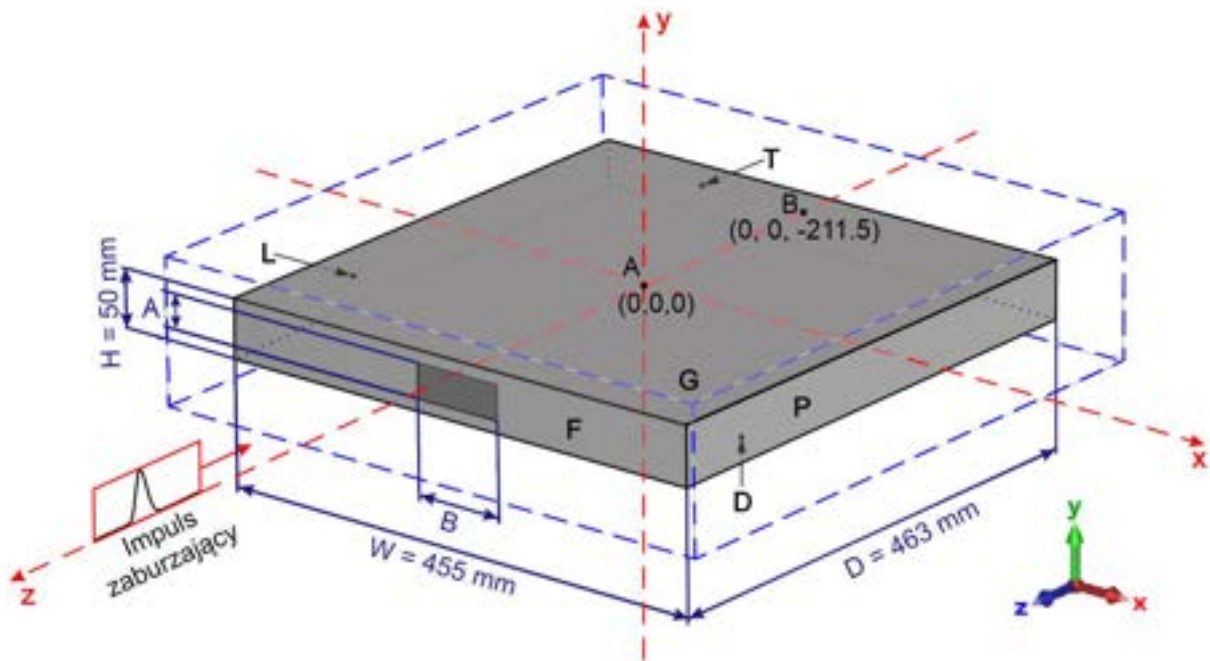
3. Metalowa obudowa ekranująca z perforacją technologiczną

Ochrona elementów i urządzeń elektronicznych znajdujących się wewnątrz obudowy ekranującej z perforacjami technologicznymi zależy od podatności jej wnętrza na czasowe, przestrzenne i częstotliwościowe właściwości zewnętrznego zaburzenia EM oraz jego sprzężenia z wnętrzem obudowy. Określenie stopnia ochrony przed promieniowaniem EM urządzenia (lub elementu) elektronicznego umieszczonego wewnątrz obudowy ekranującej z otworem jest zagadnieniem bardzo złożonym i trudnym do analizy, ponieważ zależy on od wielu czynników (m.in. od charakterystyk czasowych i częstotliwościowych zaburzenia EM; miejsca w obudowie, w którym umieszczone jest urządzenie i jego ułożenia oraz materiałów, z jakich wykonane jest urządzenie). Wynika z tego, że określenie stopnia ochrony danego urządzenia elektronicznego w obudowie jest zagadnieniem szczególnym, wymagającym indywidualnego rozwiązania, z ograniczoną możliwością na szersze uogólnienia. Z tego powodu w niniejszej rozprawie doktorskiej ilościową ocenę jakości ochrony wnętrza obudowy przed promieniowaniem EM ograniczono do przypadku pustej obudowy (tj. bez chronionych urządzeń w jej wnętrzu). W rozprawie analizę ochrony wnętrza obudowy przed zewnętrznym zaburzeniem EM przeprowadza się m.in. liczbowo za pomocą charakterystyk i rozkładów skuteczności ekranowania (SE), opisanych w rozdziale 9. Takie podejście pozwala na analizę i ocenę newralgicznych miejsc we wnętrzu obudowy, w których może wystąpić największe zagrożenie dla umieszczonych w niej urządzeń (lub elementów) elektronicznych.

Schemat geometryczny badanej niewysokiej obudowy ekranującej z perforacją w postaci otworu przedstawiono na rys. 2 (nazwa perforacja technologiczna i otwór będą używane zamiennie w dalszej części rozprawy doktorskiej). Badana obudowa ekranująca została umieszczona w prostokątnym układzie współrzędnych w taki sposób, że środek obudowy znajduje się w środku układu współrzędnych (punkt A (0,0,0)). Wymiary zewnętrzne badanej obudowy wynoszą odpowiednio: szerokość $W = 455$ mm ($x (-227,5$ mm, $+227,5$ mm)), wysokość $H = 50$ mm ($y (-25$ mm, $+25$ mm)) i głębokość $D = 463$ mm ($z (-231,5$ mm, $+231,5$ mm)). Grubość ścianek obudowy wynosi 1 mm.

Wybór geometrii i wymiarów obudowy podyktowany jest przede wszystkim względami praktycznymi. Wymiary te dobrano w taki sposób, aby badana obudowa była stosunkowo mała, przenośna oraz żeby pomieściła standardowy laptop 17 calowy, telefon komórkowy oraz dwie przenośne pamięci komputerowe. Na środku przedniej ściany obudowy znajduje się otwór technologiczny o najczęściej spotykanym kształcie prostokąta, którego wymiary wynoszą 30 mm x 80 mm. Otwór może pełnić rolę otworu wentylacyjnego lub przelotowego dla kabli.

Obudowa wykonana jest z materiału PEC (metal) o nieskończenie wielkiej przewodności (PEC - ang. Perfect Electric Conductor). Przy tym założeniu unika się dodatkowych efektów związanych ze skończoną przewodnością obudowy. Generalnie po wyborze geometrii, wymiarów i materiału, z jakiego zbudowana jest obudowa można przewidzieć niektóre z cech wrażliwości obudowy na parametry impulsu zaburzającego. Na przykład, w rozpatrywanym przypadku małej niewysokiej prostopadłościowej obudowy z prostokątnym otworem należy intuicyjnie oczekiwać, że obudowa będzie reagować inaczej na impuls zaburzający o polaryzacji pionowej (pole elektryczne prostopadłe do największych ścian obudowy) a inaczej na impuls o polaryzacji równoległej (pole elektryczne równoległe do największych ścian obudowy). Zgodnie z intuicją oddzielna analiza obu przypadków polaryzacji impulsu zaburzającego pozwala wyodrębnić i głębiej poznać podstawowe mechanizmy wnikania impulsu zaburzającego do obudowy.



Rys. 2. Schemat geometrii badanej obudowy z otworem umieszczonej w prostokątnym układzie współrzędnych. Początek układu współrzędnych znajduje się w geometrycznym środku obudowy. Impuls płaskiej fali EM propaguje w kierunku $-z$. F – ściana przednia, T – ściana tylna, G – ściana górna, D – ściana dolna, L – ściana lewa, P – ściana prawa. Wymiary otworu wynoszą $A = 30$ mm x $B = 80$ mm.

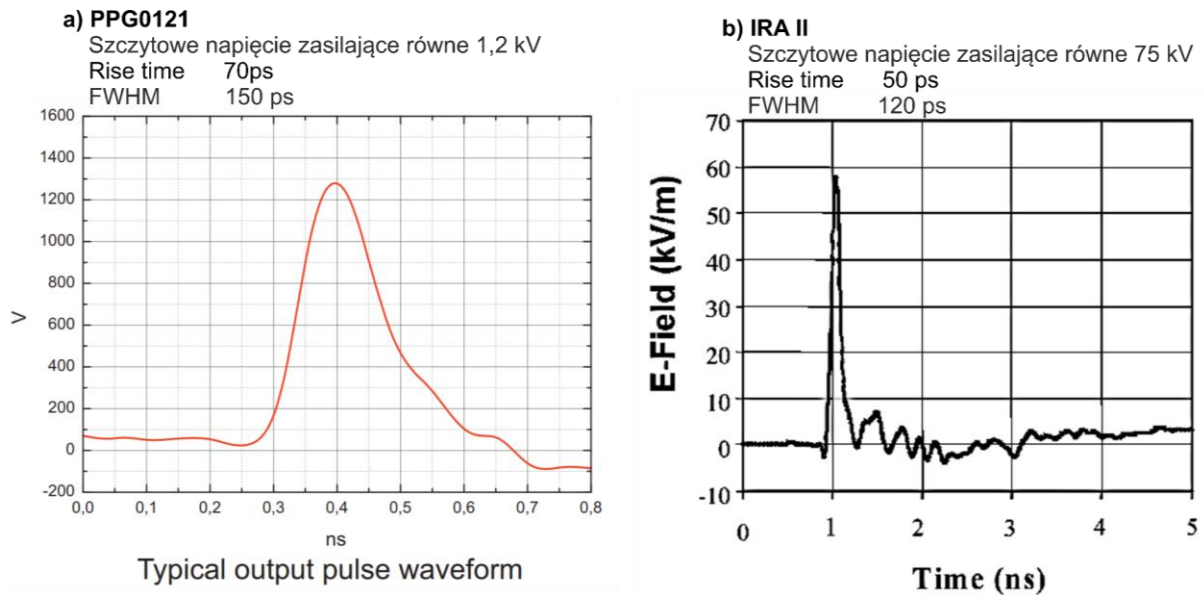
Na rys. 2 niebieskimi liniami przerywanymi zaznaczono obszar obliczeniowy, który wynosi 465 mm x 60 mm x 473 mm. Płaszczyzna $z = +236,5$ mm jest płaszczyzną wejściową subnanosekundowego impulsu płaskiej fali EM propagującej w kierunku przedniej ściany obudowy ekranującej (w kierunku $-z$).

4. Subnanosekundowy elektromagnetyczny impuls zaburzający oddziałujący z metalową obudową ekranującą z perforacją technologiczną

Jak wspomniano powyżej (subpodrozdział 1.1.1, str. 12) najbardziej prawdopodobną postacią intencjonalnych zaburzeń EM są ultrakrótkie (sub- lub nanosekundowe) impulsy elektromagnetyczne o dużej mocy i szerokim paśmie widma częstotliwościowego [9-12]. W niniejszej rozprawie doktorskiej oddziaływanie tego rodzaju zaburzeń elektromagnetycznych z metalową obudową z otworem przybliżone zostało oddziaływaniem subnanosekundowego impulsu płaskiej fali EM o kształcie gaussowskim.

Płaska fala EM, z wektorami pola elektrycznego i magnetycznego prostopadłymi do kierunku jej propagacji, jest nie tylko najprostszą z fal EM, ale jest także doskonałą aproksymacją fal elektromagnetycznych spotykanych praktycznie. Wynika to z tego, że znakomita większość fal EM wygenerowanych do wolnej przestrzeni ma już po przebyciu odległości równej kilku długościom fali od swojego źródła właściwości fali płaskiej. Ponieważ należy oczekiwać, że źródło intencjonalnego zaburzenia EM będzie zazwyczaj znajdowało się daleko od atakowanego obiektu, czyli w rozpatrywanym w niniejszych badaniach przypadku od metalowej obudowy z perforacją, zastąpienie tego zaburzenia impulsem fali płaskiej jest usprawiedliwionym przybliżeniem.

Gaussowski kształt impulsu zaburzającego został wybrany na podstawie informacji o dostępności piko i subnanosekundowych generatorów impulsów EM. Z informacji tych wynika, że wyżej wymienione generatory są źródłami ultrakrótkich impulsów EM o kształcie zbliżonym do gaussowskiego. Szerokość połówkowa tych impulsów (FWHM) wynosi setki pikosekund, a czas narastania impulsu (τ_r) to dziesiątki pikosekund. Przykładowo na rys. 3 przedstawiono charakterystyki czasowe impulsów generowanych przez generator firmy Megaimpulse PPG0121 (rys. 3a) i urządzenie IRA II firmy Radiation Monitoring Devices (rys. 3b) [11, 39].



Rys. 3. Charakterystyki czasowe subnanosekundowych impulsów elektromagnetycznych generowanych przez: a) pikosekundowy generator impulsowy PPG0121; b) urządzenie IRA II (natężenie pole elektrycznego mierzone w odległości 15m od urządzenia) [11, 39].

Atakowany obiekt jest metalowym niewysokim prostopadłościem z prostokątnym otworem w przedniej ścianie. Nie jest zatem obojętne, z jakiego kierunku zostanie zaatakowane jego wnętrze przez zaburzający impuls EM. Najogólniejszym sposobem opisu oddziaływania impulsu fali płaskiej z metalową obudową z otworem byłoby podejście, w którym impuls fali płaskiej pada pod dowolnym kątem na przednią ścianę obudowy. W literaturze taki przypadek padania fali na obiekt nazywany jest ukośnym. Chociaż takie podejście odniosło sukcesy w badaniach zjawisk odbicia i załamania światła oraz fal elektromagnetycznych dla prostych geometrycznie płaszczyzn rozdziału 2 ośrodków dielektrycznych oraz rozdziału ośrodka dielektrycznego i przewodnika (wystarczy przytoczyć wzory Fresnela dla odbicia i załamania dla fal płaskich) [40], jego zastosowanie do analizy oddziaływania impulsu płaskiej fali EM ze skomplikowaną geometrycznie obudową metalową z otworem spowodowałoby duże komplikacje obliczeniowo-symulacyjne i trudności w interpretacji uzyskanych wyników pod kątem zjawisk elektromagnetycznych zachodzących w czasie tego oddziaływania. Prostszy symulacyjnie i łatwiejszy interpretacyjnie jest rozpatrzenie przypadku normalnego (prostokątnego) padania zaburzenia EM na przednią ścianę obudowy. Padanie normalne jest szczególnym przypadkiem padania ukośnego (dla zerowego kąta padania). Poza tym wybór normalnego padania fali płaskiej na przednią ścianę z otworem ma tę zaletę, że przyjęte podejście obejmie „najgroźniejszy” dla wnętrza obudowy przypadek wniknięcia do niego maksymalnej ilości energii tej fali (w przypadku padania ukośnego taką maksymalizację skutku działania fali płaskiej otrzymuje się dla zerowego kąta padania).

Komentarza wymaga również sprawa polaryzacji płaskiej fali EM, symulującej intencjonalne zaburzenie EM (kierunek polaryzacji umownie wyznacza kierunek wektora pola elektrycznego fali). Niestety trudno jest na tym etapie przewidzieć, czy zaburzenie to będzie w ogóle spolaryzowane. Warto zatem przyjąć zwyczajowy sposób badania zachowania się płaskiej fali EM, w którym przyjmuje się, że najczęściej jest ona spolaryzowana liniowo (oscylacje pola elektrycznego fali w czasie zachodzą w jednej płaszczyźnie) w dwu podstawowych kierunkach: pionowym lub równoległym do wybranej płaszczyzny (np. płaszczyzny rozdziału 2 ośrodków dielektrycznych, rozdziału ośrodka dielektrycznego i przewodnika, lub do tzw. płaszczyzny padania przy padaniu ukośnym, [np. 40]). Inny kierunek polaryzacji, skreślony względem kierunku pionowego i równoległego może być łatwo opisany przez liniową kombinację polaryzacji pionowej i równoległej. Generalnie fale płaskie o podstawowych polaryzacjach mogą występować jednocześnie jako niezależne od siebie. Nasuwa się zatem wniosek, że przeanalizowanie oddziaływania normalnie padającej płaskiej fali EM na przednią ścianę obudowy rozdzielnie dla dwóch przypadków: polaryzacji pionowej i równoległej może mieć kilka zalet w niniejszych badaniach. Przede wszystkim zaburzenie EM zostaje przybliżone najprostszymi niezależnymi formami płaskiej fali EM o wzajemnie prostopadłych polaryzacjach. Właściwości tych form fali płaskiej są dobrze poznane. Następnie, wybranie polaryzacji płaskiej fali EM (pionowej lub równoległej) pozwala na takie przestrzenne usytuowanie tej fali względem niewysokiej prostopadłościenniej metalowej obudowy z prostokątnym otworem, które umożliwi obserwację wyselekcjonowanych procesów elektromagnetycznych (np. ruchu ładunków i przepływu prądu elektrycznego) na zewnętrznych i wewnętrznych ścianach obudowy i krawędziach otworu. Dzięki temu należy oczekiwać łatwiejszego poznania związków przyczynowo skutkowych przy interpretacji wyników symulacji zachowania się pola EM wokół i wewnątrz obudowy. Dzięki powyższemu podejściu polegającemu na rozdzieleniu przypadków polaryzacji pionowej i równoległej uproszczona zostanie procedura obliczeniowo-symulacyjna.

Jeżeli chodzi o przestrzenne usytuowanie płaskiej fali EM względem niewysokiej i prostopadłościenniej metalowej obudowy z prostokątnym otworem to korzystnie jest rozpatrzeć dwa przypadki. Pierwszy to ten przypadek, kiedy wektor pola elektrycznego normalnie padającej fali płaskiej będzie skierowany prostopadle do dolnej i górnej ściany obudowy. Należy wówczas m.in. oczekiwać, że po wnikięciu padającej fali płaskiej do wnętrza obudowy rozwój pola EM we wnętrzu tej obudowy będzie związany z generacją ładunków elektrycznych na dolnej i górnej wewnętrznej ścianie obudowy. W drugim przypadku, kiedy wektor pola elektrycznego normalnie padającej fali będzie skierowany

równoległe do dolnej i górnej ściany obudowy, rozwój pola EM we wnętrzu obudowy będzie związany z generacją ładunków elektrycznych na bocznych wewnętrznych ścianach obudowy.

W zgodzie z powyższym, w niniejszych badaniach rozpatruje się głównie dwa przypadki. W pierwszym przypadku fala płaska padająca normalnie na przednią ścianę prostopadłościenną obudowy z prostokątnym otworem ma polaryzację pionową, tzn., że jej wektor pola elektrycznego jest skierowany prostopadle do dolnej i górnej ściany obudowy (i do dłuższego boku prostokątnego otworu). W drugim przypadku fala płaska normalnie padająca na przednią ścianę obudowy ma polaryzację równoległą, tzn., że jej wektor pola elektrycznego jest równoległy do dolnej i górnej ściany obudowy (i do dłuższego boku prostokątnego otworu). Oprócz tych podstawowych przypadków polaryzacji fali płaskiej w niniejszych badaniach rozpatruje się w mniejszym zakresie przypadek tzw. polaryzacji skręconej względem podstawowych polaryzacji. W tym przypadku obliczenia symulacyjne nie są w zasadzie bardziej kłopotliwe niż dla polaryzacji podstawowych, ale trudności interpretacyjne wyników symulacji nie zachęcają do poświęcenia temu przypadkowi więcej miejsca.

Warto w tym miejscu także zauważyć, że analizowanie oddziaływania EM płaskiej fali o dwóch podstawowych polaryzacjach z metalową obudową z otworem jest ważne z punktu widzenia badania roli, jaką polaryzacja odgrywa w oddziaływaniu promieniowania EM w tak geometrycznie skomplikowanej sytuacji.

Jak wspomniano wcześniej, w przyjętym w niniejszych badaniach przybliżeniu zaburzający impuls EM będzie symulowany przez subnanosekundowy impuls płaskiej fali EM o kształcie gaussowskim (rys. 4). Amplitudy natężenia pola elektrycznego i magnetycznego impulsu zaburzającego w funkcji czasu opisuje zależność:

$$\frac{A(t)}{A_{\max}} = e^{-4\ln \frac{(t-t_{\max})^2}{\tau^2}}, \quad (9)$$

gdzie

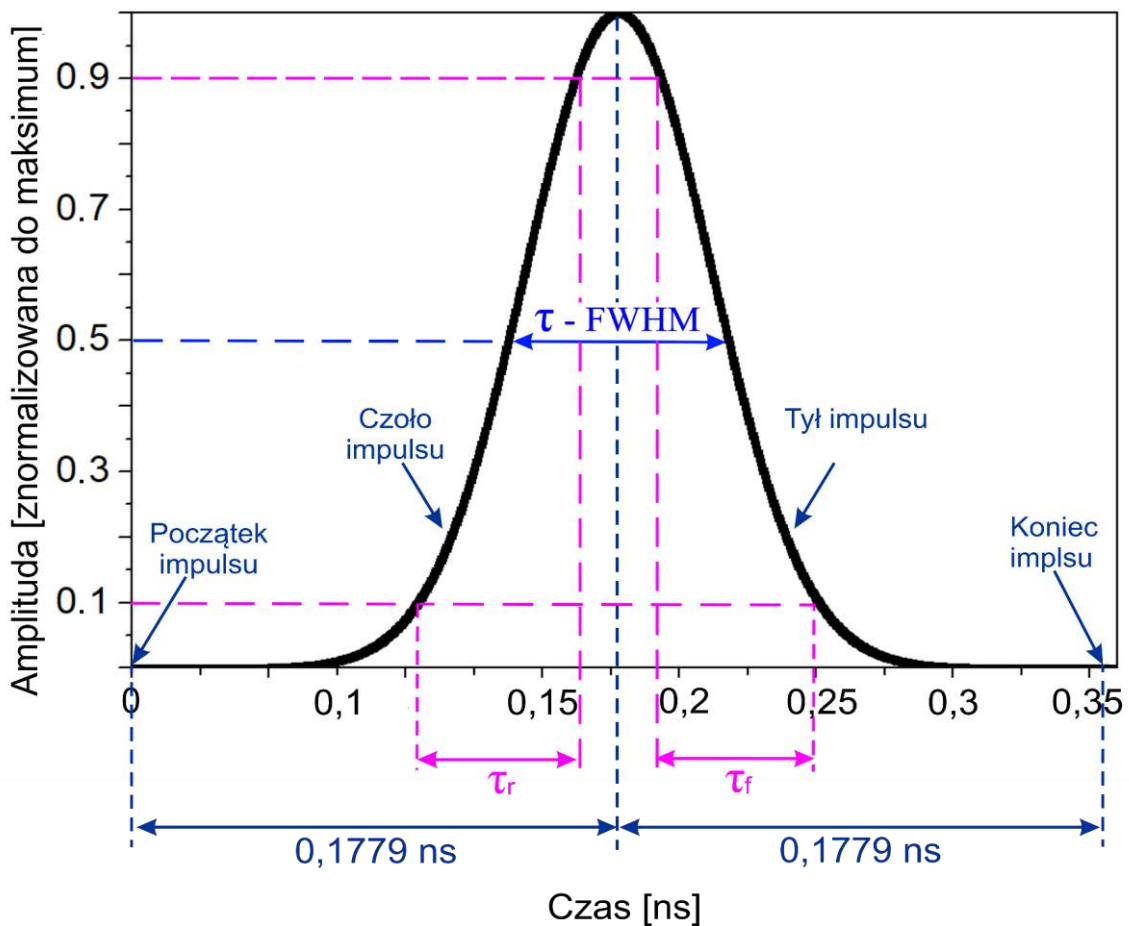
$A(t)$ - amplituda natężenia pola elektrycznego lub magnetycznego,

A_{\max} - maksymalna amplituda natężenia pola elektrycznego lub magnetycznego,

t_{\max} - czas, w którym amplituda natężenia pola elektrycznego lub magnetycznego ma wartość maksymalną,

τ - szerokość impulsu w połowie maksymalnej amplitudy (FWHM – ang. Full Width at Half Maximum).

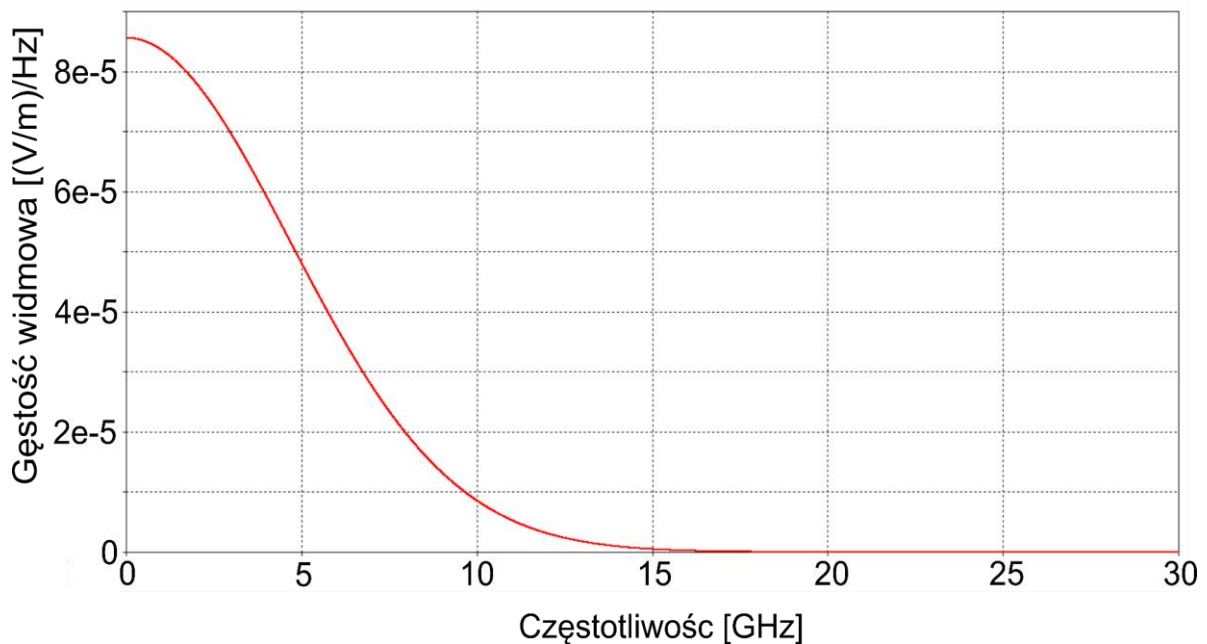
Przyjęto, że parametry impulsu zaburzającego są następujące: maksymalna wartość natężenia pola elektrycznego - 10^6 V/m, maksymalna wartość natężenia pola magnetycznego - $2,68 \cdot 10^3$ A/m, maksymalna moc impulsu - $2,68$ GW/m², $t_{\max} = 0,1779$ ns, szerokość połówkowa impulsu (FWHM) - $\tau = 0,0804$ ns, czas narastania impulsu - $\tau_r = 0,058$ ns, czas opadania impulsu - $\tau_f = 0,058$ ns.



Rys. 4. Subnanosekundowy impuls płaskiej fali elektromagnetycznej o kształcie gaussowskim - rozkład czasowy.

W niniejszej rozprawie przyjęto, że początek padającego impulsu zaburzającego (rys. 4) znajduje się w odległości czasowej $t = 0,1779$ ns przed osiągnięciem przez impuls maksymalnej wartości swojej amplitudy. Analogicznie przyjęto, że koniec padającego impulsu znajduje się w odległości czasowej $t = 0,1779$ ns od maksymalnej amplitudy impulsu. W obu tych punktach (początkowym i końcowym) natężenie pola elektrycznego i magnetycznego jest praktycznie równe zero. Przebiegi czasowe przedstawione są w rozprawie w taki sposób, że czas równy $t = 0$ określa moment, w którym początek impulsu „dotyka” zewnętrznej powierzchni przedniej

ściany obudowy ekranującej z otworem, czyli kiedy maksymalna amplituda impulsu znajduje się 0,1779 ns (lub o 52,5 mm) przed przednią ścianą.



Rys. 5. Widmo subnanosekundowego impulsu płaskiej fali elektromagnetycznej o kształcie gaussowskim.

Widmo częstotliwościowe impulsu płaskiej fali elektromagnetycznej o rozkładzie gaussowskim przedstawiono na rys. 5. Analizując to widmo warto pamiętać, że obudowa z otworem jest pewnego rodzaju elektromagnetycznym rezonatorem wnątkowym z otworem, w którym po wprowadzeniu do niego promieniowania EM o szerokim widmie częstotliwościowym mogą zostać wzbudzone tzw. elektromagnetyczne drgania rezonansowe, zwane modami o określonych częstotliwościach. Promieniowanie o innych częstotliwościach niż rezonansowe zostaje w rezonatorze szybko wytłumione. Oprócz częstotliwości, także rozkłady przestrzenne pól elektrycznych i magnetycznych są różne i charakterystyczne dla każdego modu. W rezonatorze elektromagnetycznym występują dwojakiemu rodzaju mody: mody poprzeczne TE_{mnp} i TM_{mnp} [41]. W przypadku tzw. modów poprzecznych TE_{mnp} składowa wzdłużna pola elektrycznego $E_z = 0$, natomiast dla tzw. modów poprzecznych TM_{mnp} składowa wzdłużna pola magnetycznego $H_z = 0$. Wskaźniki m , n , p (gdzie $m = 1, 2, 3, \dots$; $n = 1, 2, 3, \dots$; $p = 0, 1, 2, 3, \dots$) oznaczają ilość połówek fal odkładających się wzdłuż poszczególnych ścian rezonatora. W przypadku zamkniętego rezonatora częstotliwość danego modu można wyznaczyć ze wzoru [41]:

$$f_{mnp} = \frac{1}{2\sqrt{\mu\varepsilon}} \sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2 + \left(\frac{p}{c}\right)^2}, \quad (10)$$

gdzie ε – przenikalność elektryczna, μ - przenikalność magnetyczna, m, n, p ($m = 1, 2, 3\dots$; $n = 1, 2, 3\dots$; $p = 0, 1, 2, 3\dots$) - ilość połówek fal danego modu, odkładających się wzdłuż poszczególnych ścian obudowy, a, b, c , przy czym $b < a < c$ - długości poszczególnych ścian obudowy. W przypadku rezonatora z otworem, otwór powoduje niewielkie zmiany częstotliwości f_{mnp} [42].

W przypadku obudowy z otworem, którą można uznać za rezonator EM z otworem, najmniejszą częstotliwość ma tzw. mod podstawowy TE_{101} ($m = 1, n = 0, p = 1$). Wynosi ona w przybliżeniu $f_{101} = 0,462$ GHz. Częstotliwości pozostałych modów TE_{mnp} i TM_{mnp} są większe. Znaczą to, że każde promieniowanie o częstotliwości mniejszej od 0,462 GHz zostaje w rozpatrywanej obudowie z otworem szybko wytłumione. A zatem, promieniowanie EM opisane widmem impulsu zaburzającego z rys. 5 efektywnie zagraża obudowie ekranującej tylko w zakresie mikrofalowym, tj. powyżej 0,462 GHz. Częstotliwość 0,462 GHz można nazwać częstotliwością graniczną obudowy.

Warto zaznaczyć, że istnienie otworu jest również przyczyną ulotu części promieniowania EM na zewnątrz obudowy.

5. Oddziaływanie impulsu elektromagnetycznego z metalową obudową ekranującą z perforacją technologiczną - wprowadzenie

Wiele prac badawczych zostało poświęconych ochronie wrażliwych obiektów elektronicznych za pomocą metalowych obudów ekranujących przed celowymi atakami elektromagnetycznymi pod kątem efektywności ekranowania SE [np. 8, 9, 12, 13 i 14]. Jednak mało uwagi poświęcono zjawiskom fizycznym zachodzącym na powierzchni i wewnątrz metalowych obudów ekranujących, które towarzyszą tym atakom.

Ponieważ obudowy ekranujące zbudowane są z metalowych ścian analiza oddziaływania zazwyczaj impulsowych zaburzeń EM, z obudowami ekranującymi sprowadza się do badania zjawisk fizycznych zachodzących na metalowych powierzchniach obudów podczas trwania zaburzenia i po nim.

Dotychczasowe badania wpływu pola EM na obiekty metalowe zaowocowały szeroką wiedzą [43-57]. Na ich podstawie można następująco opisać zjawiska fizyczne, które zachodzą podczas oddziaływania impulsu EM z powierzchniami metalowymi.

Generalnie przyjmuje się, że w metalach każdy atom dostarcza do sieci krystalicznej co najmniej jeden elektron, który nie jest związany z żadnym konkretnym atomem. W metalach istnieją zatem olbrzymie ilości tzw. elektronów swobodnych (zwanymi także elektronami przewodnictwa), które mogą swobodnie przemieszczać się przez strukturę krystaliczną. Pod nieobecność zewnętrznego pola elektrycznego elektrony swobodne rozmieszczają się w metalu w taki sposób, że metal jest elektrycznie neutralny. Można powiedzieć, że pola elektryczne elektronów swobodnych i jonów dodatnich w sieci krystalicznej metalu ekranują się wzajemnie. Pojawienie się zewnętrznego pola elektrycznego powoduje przemieszczenie się (migrację) elektronów swobodnych, czyli powstanie prądu elektrycznego. W procesie przewodnictwa elektrycznego w metalu nie biorą udziału dodatnie jony sieci krystalicznej.

Zgodnie z powyższym oddziaływanie zaburzającego subnanosekundowego elektromagnetycznego impulsu fali płaskiej na metalową obudowę ekranującą z otworem polega przede wszystkim na tym, że jego pole elektryczne powoduje migrację elektronów swobodnych na powierzchni i we wnętrzu obudowy. Skutkiem tej migracji jest elektryzacja, obudowy polegająca na powstaniu na jej metalowych powierzchniach trzech rodzajów obszarów: elektrycznie neutralnych i obszarów o odmiennej polarności elektrycznej: ujemnej i dodatniej. Kształty, wielkości i położenia tych obszarów ulegają zmianie podczas

przemieszczania się impulsu zaburzającego przez obudowę. Migrację elektronów swobodnych można śledzić obserwując składową normalną pola elektrycznego generowanego przez obszary elektrycznie naładowane na powierzchniach obudowy. Wynika to stąd, że składowa normalna pola elektrycznego E_n jest proporcjonalna do gęstości powierzchniowej ładunku elektrycznego σ_s na metalowej powierzchni obudowy ($E_n = \frac{\sigma_s}{\varepsilon_0}$, gdzie $\varepsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12}$ F/m jest przenikalnością elektryczną próżni [2]). Zatem rozkłady wektorów składowej normalnej pola elektrycznego E_n na powierzchni obudowy informują także o rozkładzie ładunku elektrycznego na tej powierzchni. Zgodnie z przyjętą w elektromagnetyzmie umową, grotty strzałek wektorów składowej normalnej pola elektrycznego skierowane od powierzchni wskazują, że w danym miejscu istnieje wypadkowy ładunek dodatni. Fizycznie znaczy to, że z tego miejsca odpłynęły elektrony swobodne, odsłaniając siatkę krystaliczną dodatnich jonów metalu. Natomiast grotty strzałek wektorów skierowane do powierzchni obudowy oznaczają, że w tym miejscu wypadkowy ładunek elektryczny jest ujemny. Przyczyną tego była migracja do tego miejsca elektronów swobodnych z innych obszarów na powierzchni obudowy.

Gdy impuls zaburzający przechodzi poza obudowę i nie oddziałuje już na nią bezpośrednio, zewnętrzne pole EM przestaje wpływać na swobodne elektrony na jej powierzchni. Kończy się proces elektryzacji obudowy a rozpoczyna się proces powrotu obudowy do stanu neutralności elektrycznej. Proces ten nazywamy relaksacją elektryczną obudowy.

Aby przebadać procesy elektryzacji i relaksacji elektrycznej obudowy spowodowane elektromagnetycznym impulsem zaburzającym konieczne jest prześledzenie zmian czasowych takich parametrów jak natężenie pola elektrycznego, natężenie pola magnetycznego, gęstość prądu powierzchniowego i gęstość ładunku elektrycznego na powierzchni i wewnątrz obudowy.

W dalszej części rozprawy są przedstawione i omówione informacje o powyższych parametrach, uzyskane w badaniach symulacyjnych. Na ich podstawie zostały podjęte próby wyjaśnienia najistotniejszych zjawisk związanych z oddziaływaniem EM impulsu zaburzającego na obudowę metalową z otworem.

6. Własne badania symulacyjne - polaryzacja pionowa padającej fali EM

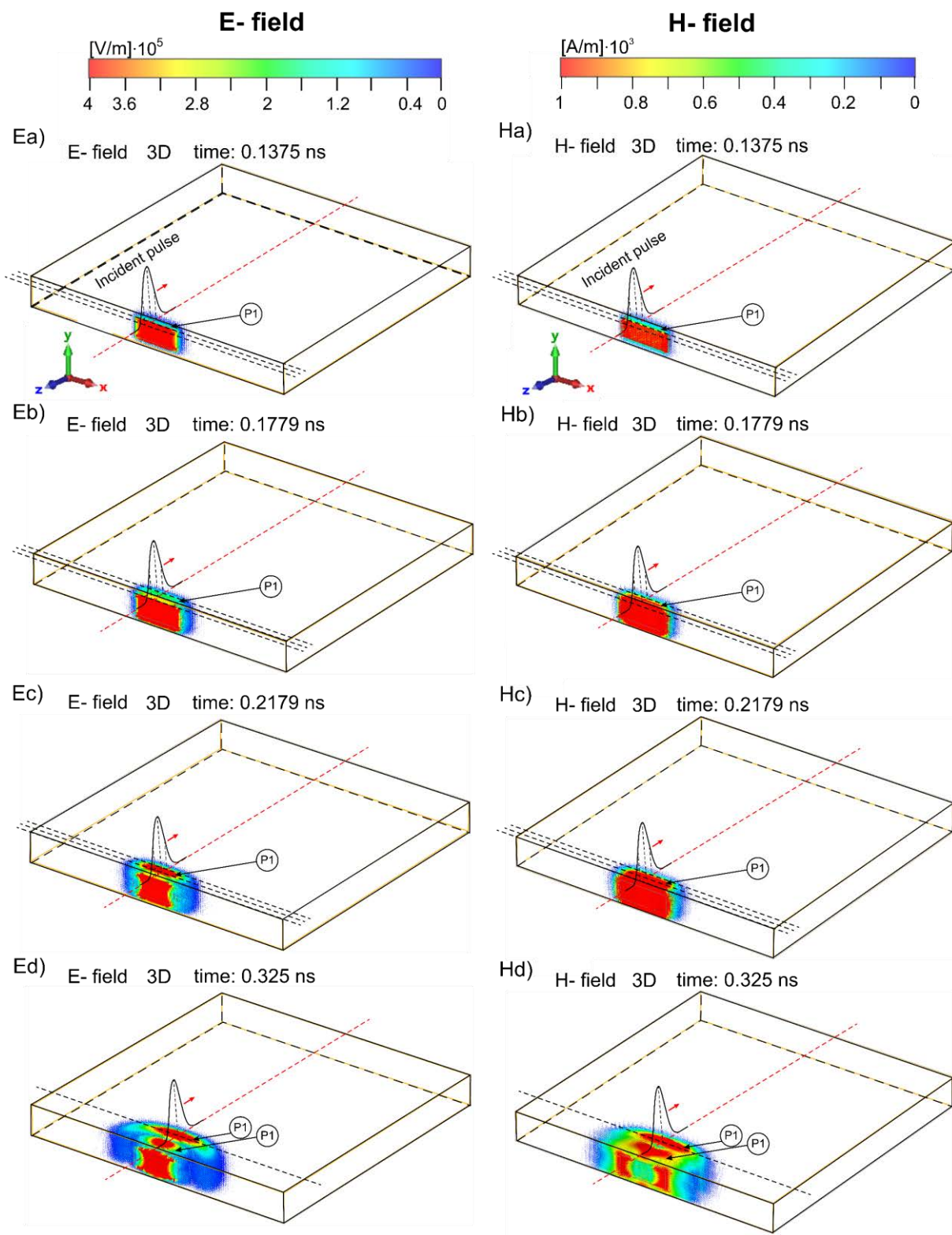
Własne badania symulacyjne obejmują dwa przypadki polaryzacji impulsu zaburzającego: pionowej i równoległej. Przypadek impulsu zaburzającego o polaryzacji pionowej oznacza, że wektor natężenia pola elektrycznego padającej fali elektromagnetycznej skierowany jest prostopadłe do dolnej i górnej ściany obudowy (także jest prostopadły do dłuższych krawędzi otworu), natomiast w przypadku polaryzacji równoległej wektor natężenia elektrycznego skierowany jest równoległe do ściany dolnej i górnej obudowy (także jest równoległy do dłuższych krawędzi otworu).

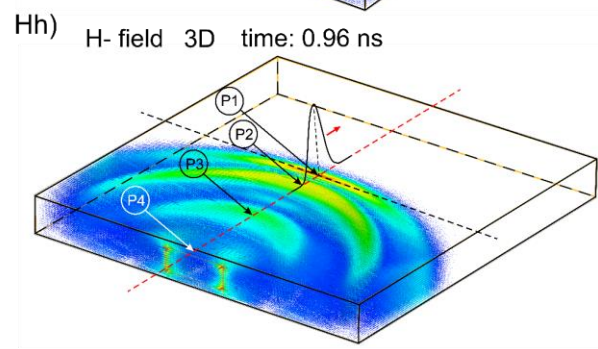
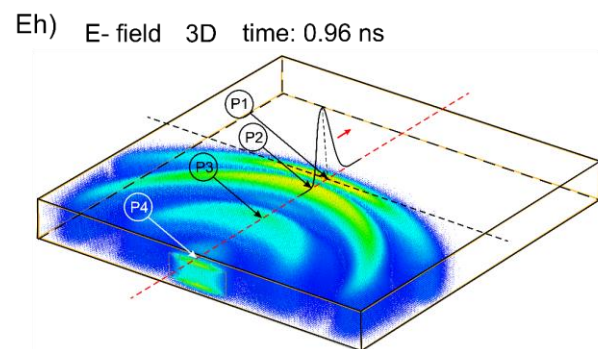
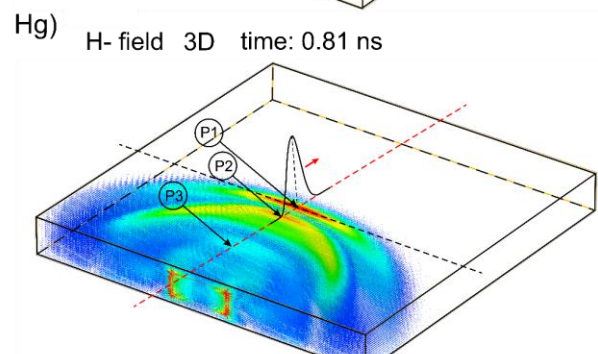
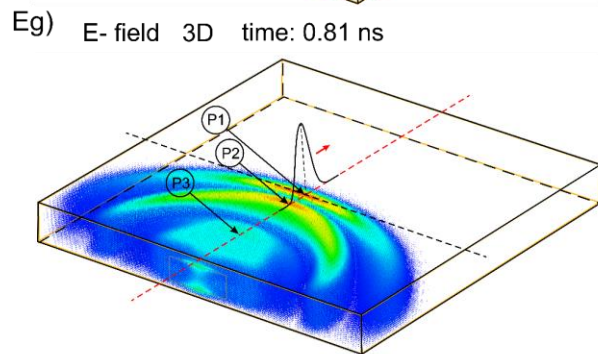
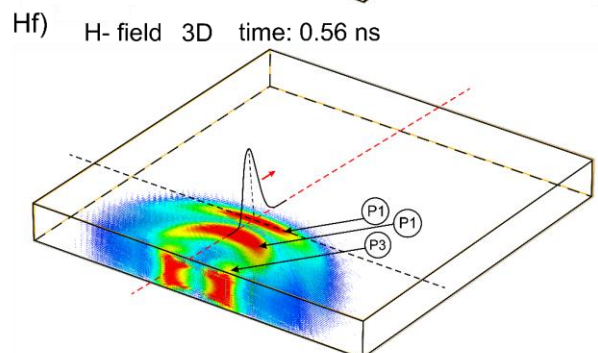
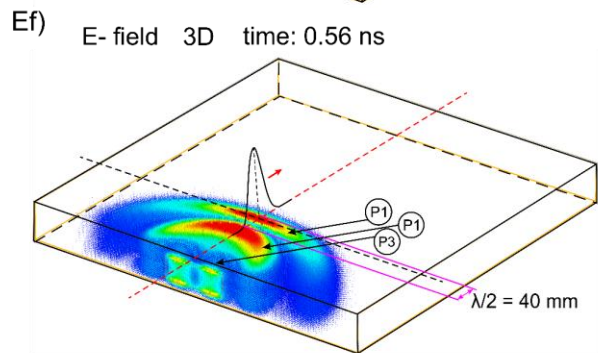
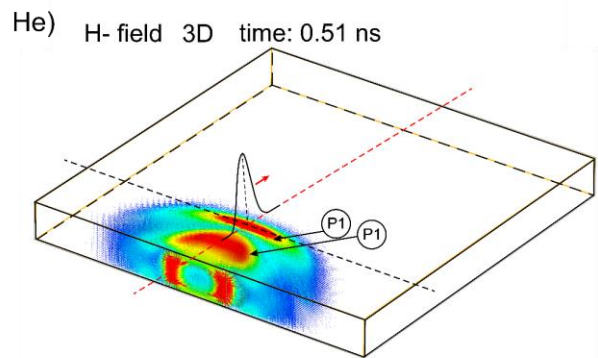
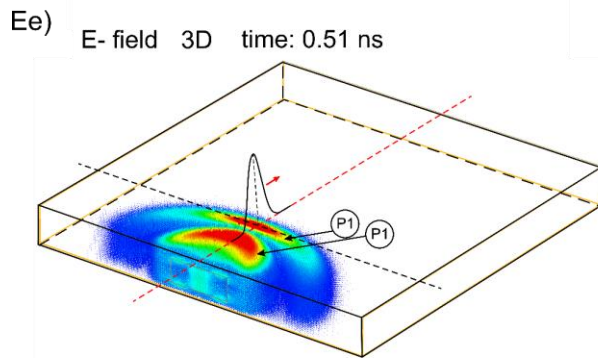
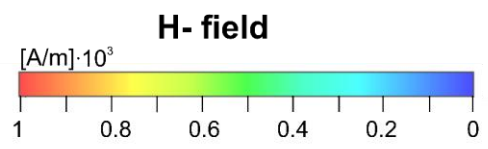
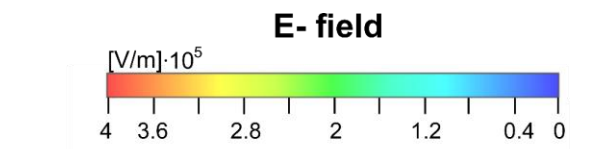
6.1. Wizualizacja 3D i 2D rozwoju pola elektromagnetycznego wewnątrz obudowy ekranującej z perforacją technologiczną - rozkłady modułów pola elektrycznego i magnetycznego we wnętrzu obudowy ^{1,2}

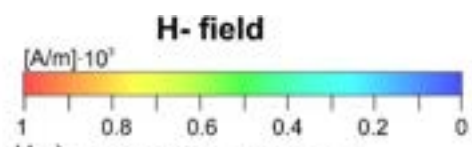
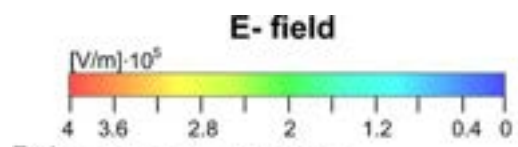
Otrzymane wyniki obejmują wizualizację interakcji subnanosekundowego impulsu płaskiej fali EM z metalową obudową ekranującą z otworem o wymiarach 30 mm x 80 mm i rozwój pola EM wewnątrz tej obudowy wywołany impulsem zaburzającym. Uzyskane obrazy 3D (rys. 6) i 2D (rys. 7) przedstawiają czasowy i przestrzenny rozwój modułów pola elektrycznego i pola magnetycznego wewnątrz badanej małej niewysokiej obudowy ekranującej.

¹ Budnarowska, M., Mizeraczyk, J., Temporal and Spatial Development of the EM Field in a Shielding Enclosure with Aperture after Transient Interference Caused by a Subnanosecond High-Energy EM Plane Wave Pulse, *Energies*, 14(13), 3884, s. 1-31, 2021

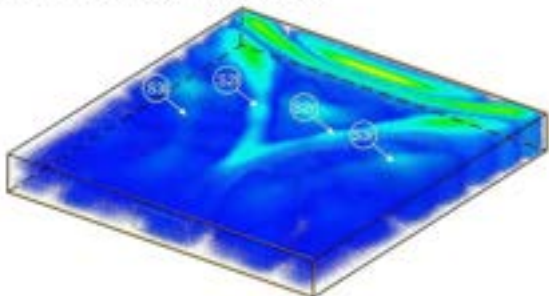
² Budnarowska M., Mizeraczyk J., Studański R., Pole elektromagnetyczne w obudowie ekranującej z otworem technologicznym po zaburzeniu ultrakrótkim impulsem fali płaskiej dużej mocy, *Przegląd Elektrotechniczny*, 98(3), s. 121-124, 2022



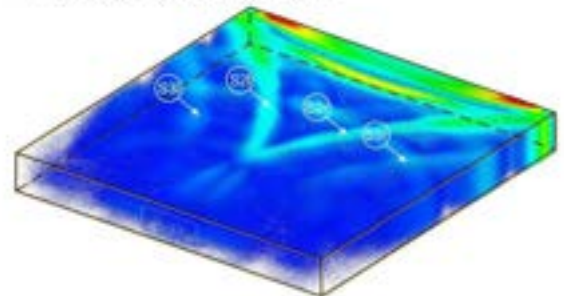




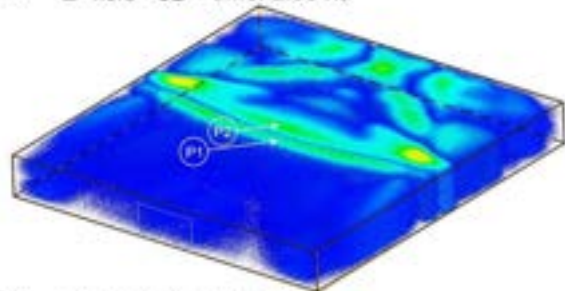
Em) E- field 3D time: 1.9 ns



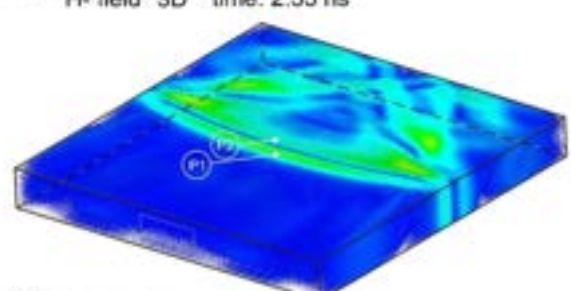
Hm) H- field 3D time: 1.9 ns



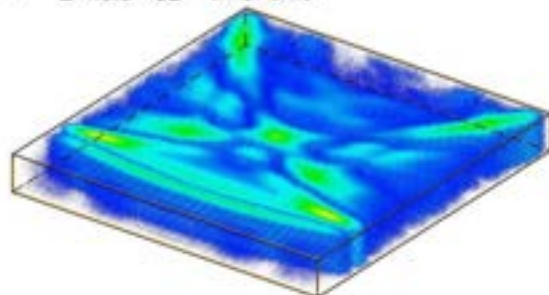
En) E- field 3D time: 2.55 ns



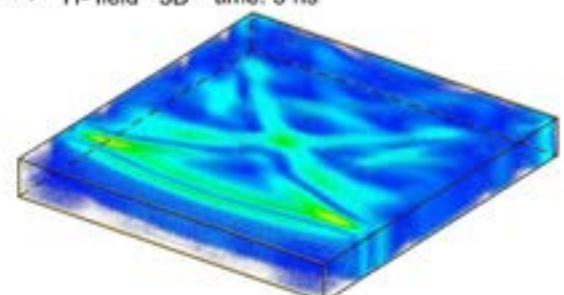
Hn) H- field 3D time: 2.55 ns



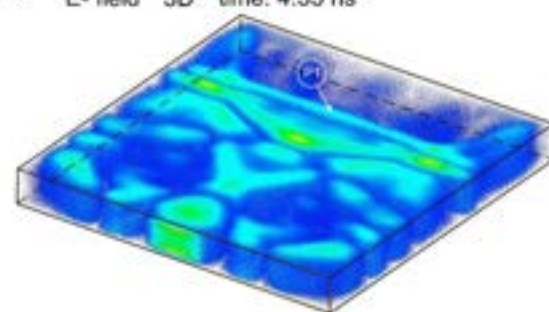
Eo) E- field 3D time: 3 ns



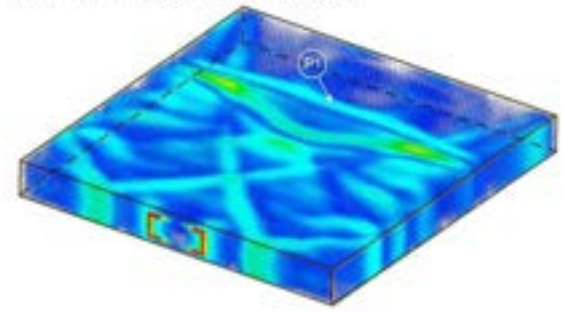
Ho) H- field 3D time: 3 ns

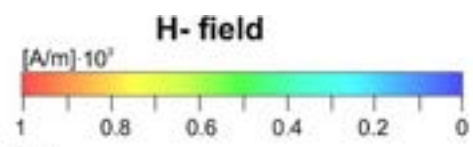
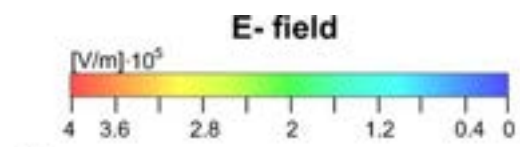


Ep) E- field 3D time: 4.35 ns

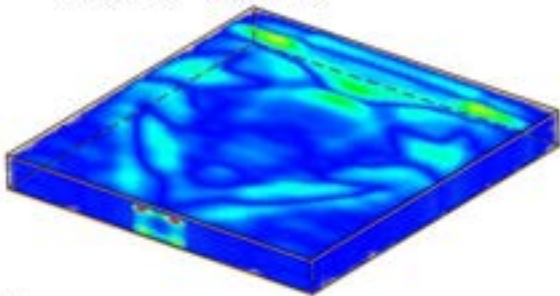


Hp) H- field 3D time: 4.35 ns

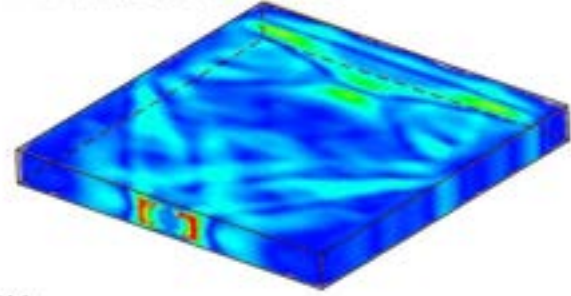




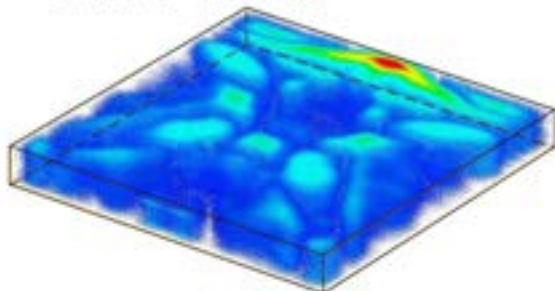
Eq) E- field 3D time: 4.7 ns



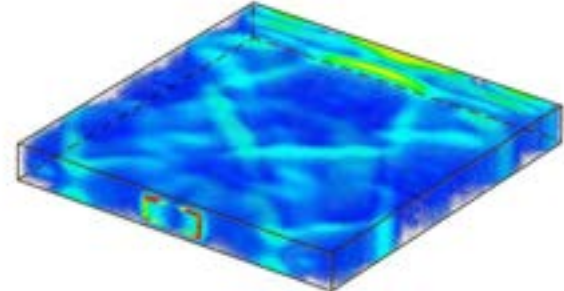
Hq) H- field 3D time: 4.7 ns



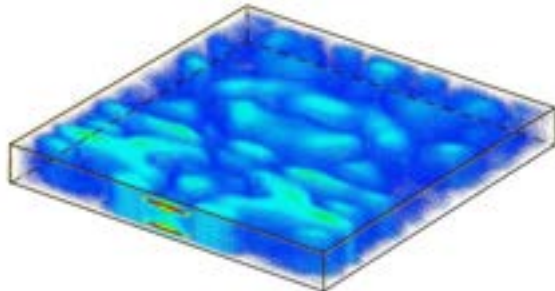
Er) E- field 3D time: 5 ns



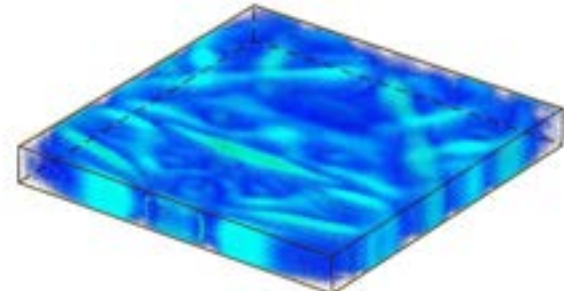
Hr) H- field 3D time: 5 ns



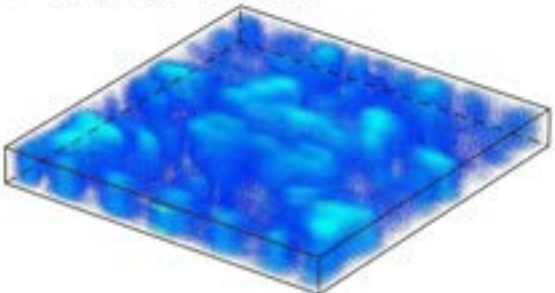
Es) E- field 3D time: 10 ns



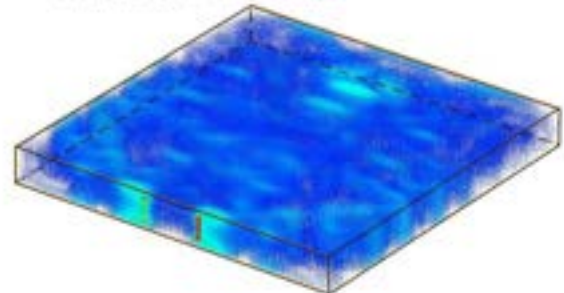
Hs) H- field 3D time: 10 ns

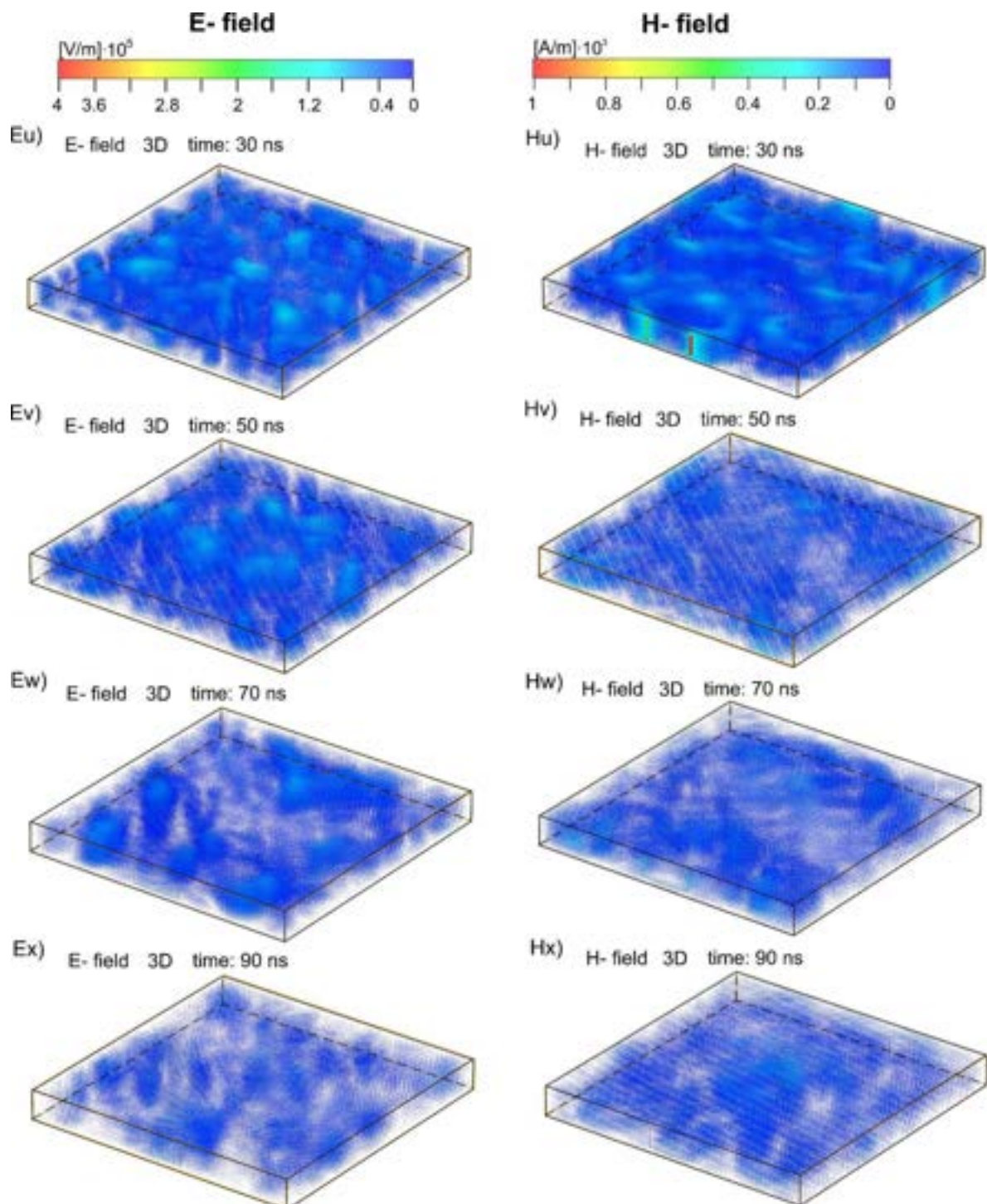


Et) E- field 3D time: 20 ns

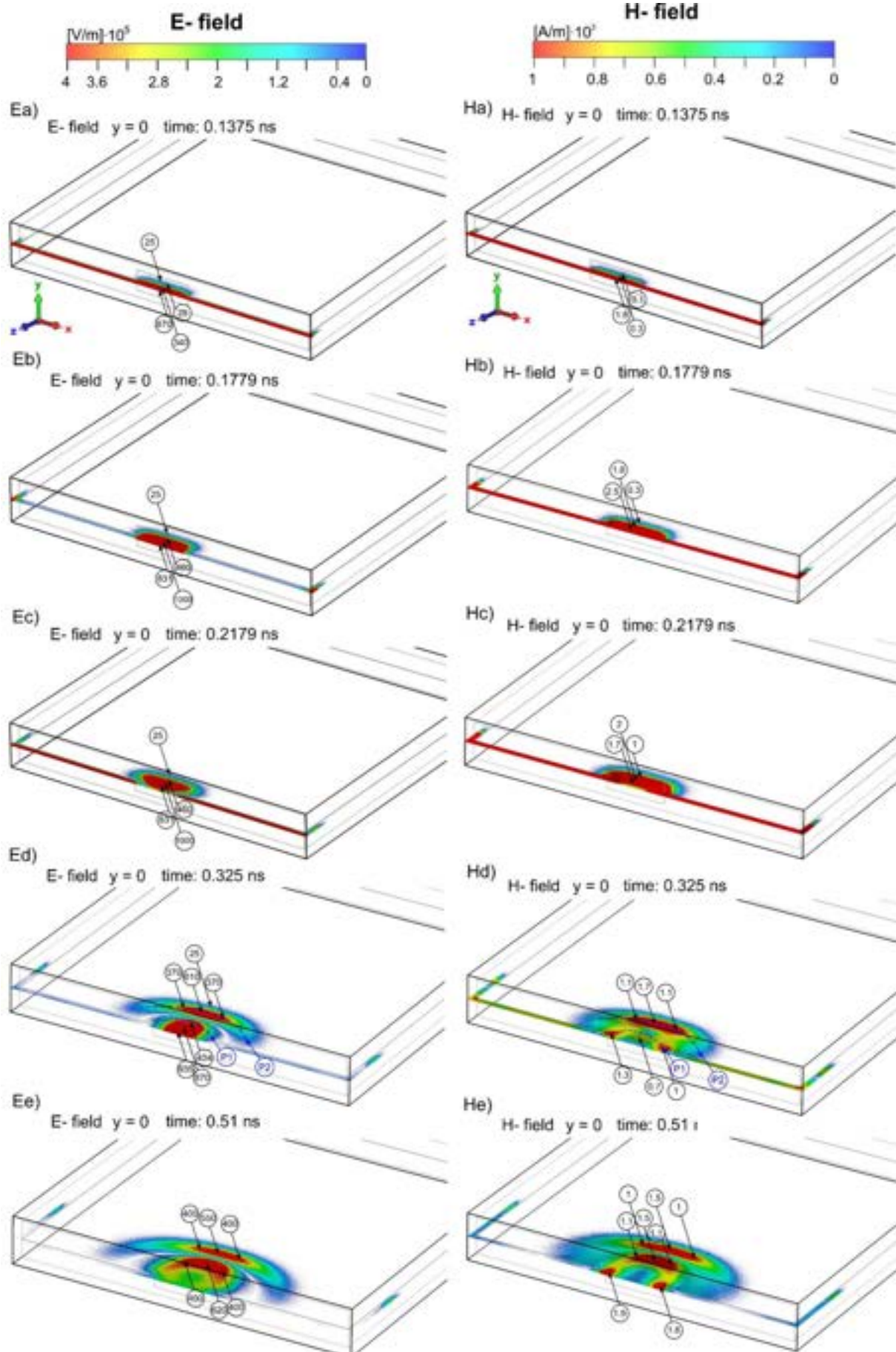


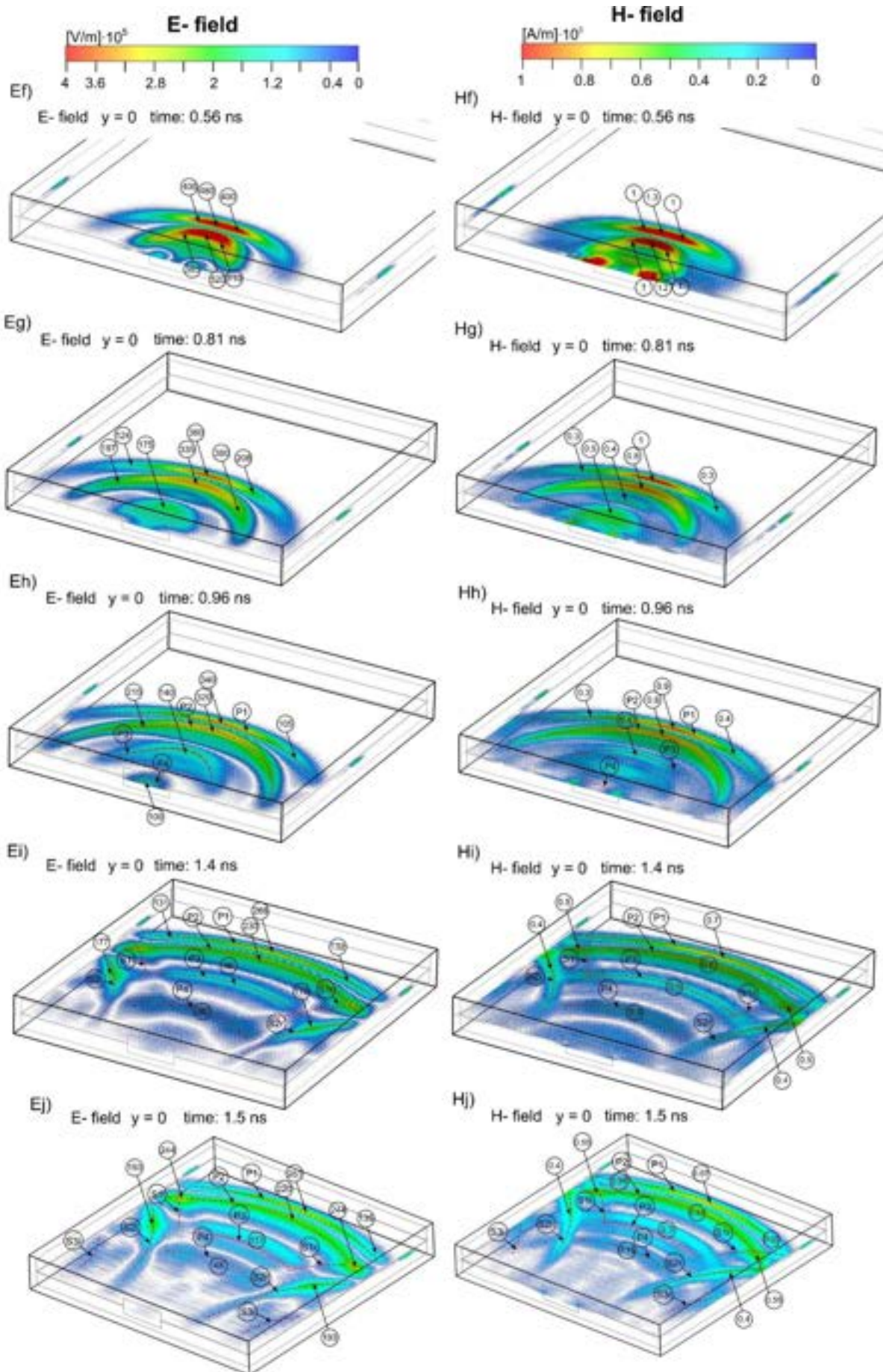
Ht) H- field 3D time: 20 ns

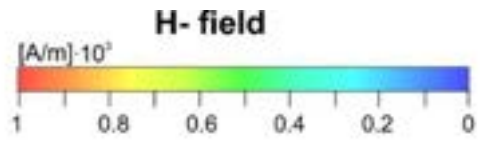
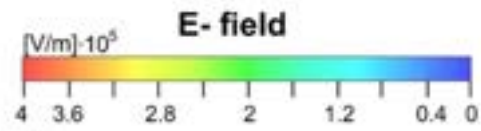




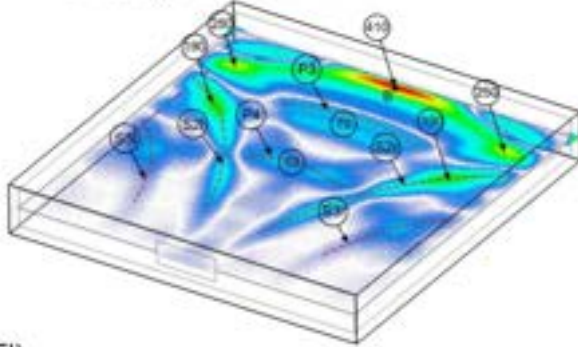
Rys. 6. Polaryzacja pionowa. Rozwój 3D pola elektrycznego i magnetycznego (moduły natężenia pola) we wnętrzu obudowy. Zewnętrzną granicą obszaru wizualizacyjnego są powierzchnie wewnętrzne ścian obudowy. Lewa kolumna - pole elektryczne; prawa kolumna - pole magnetyczne. Na rys. 6a-6i zaznaczono aktualną pozycję impulsu zaburzającego.



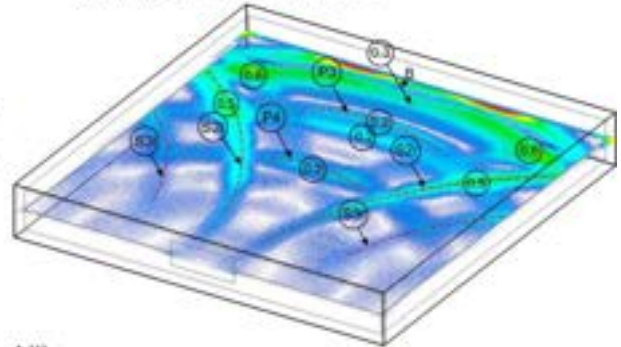




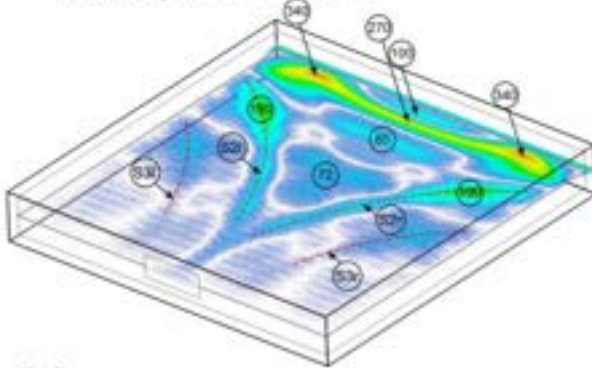
Ek) E- field $y = 0$ time: 1.7 ns



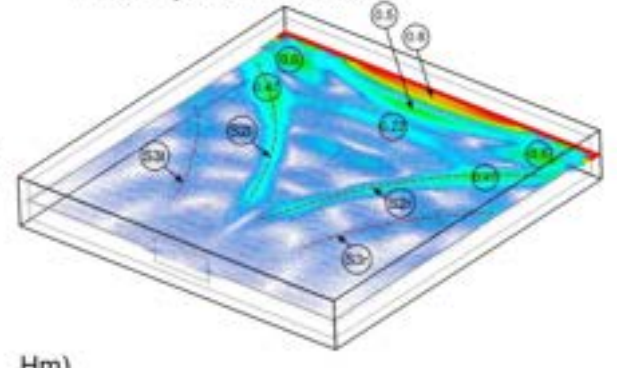
Hk) H- field $y = 0$ time: 1.7 ns



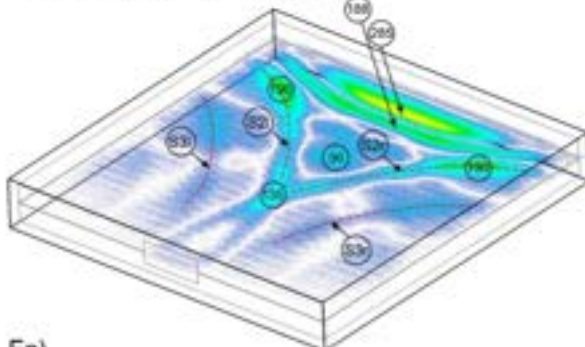
El) E- field $y = 0$ time: 1.8 ns



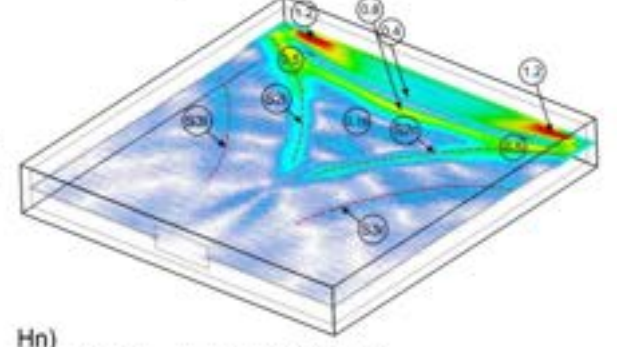
Hi) H- field $y = 0$ time: 1.8 ns



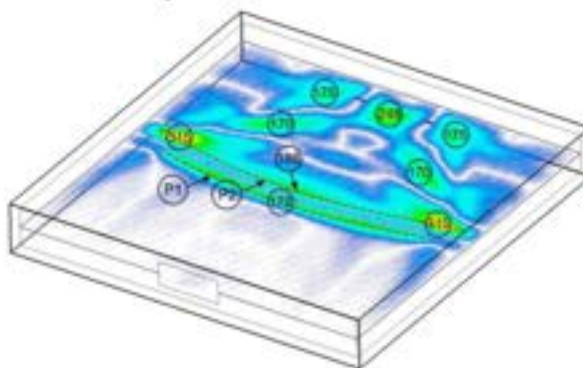
Em) E- field $y = 0$ time: 1.9 ns



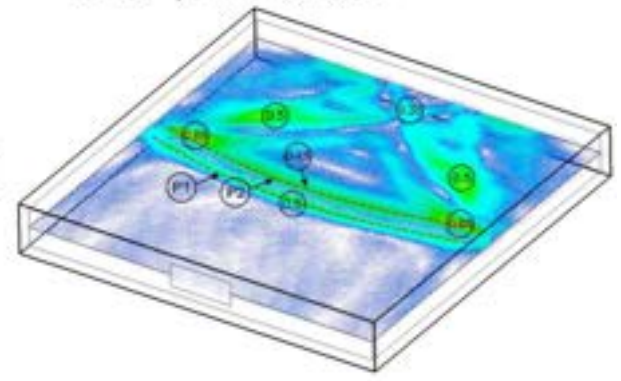
Hm) H- field $y = 0$ time: 1.9 ns

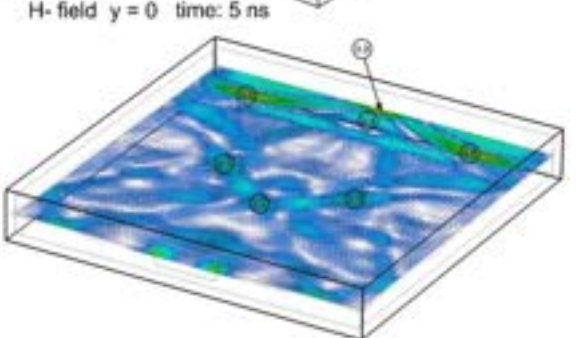
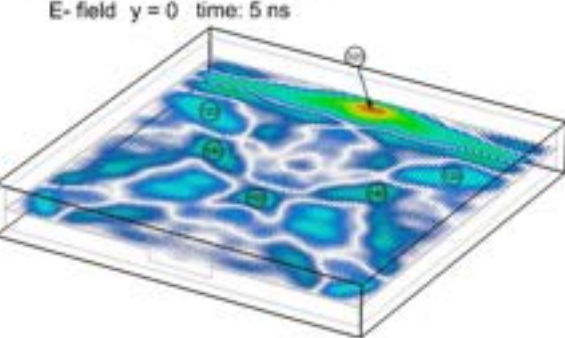
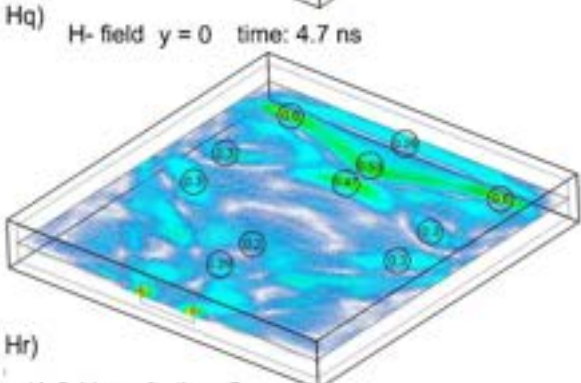
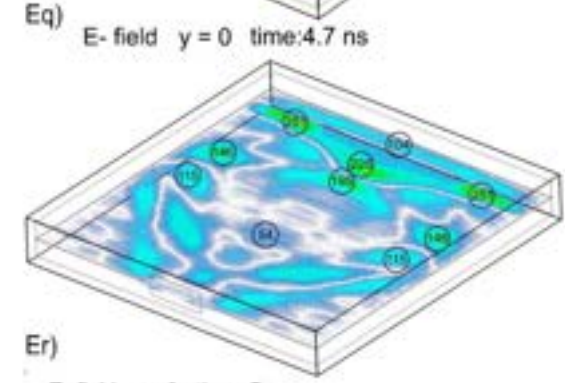
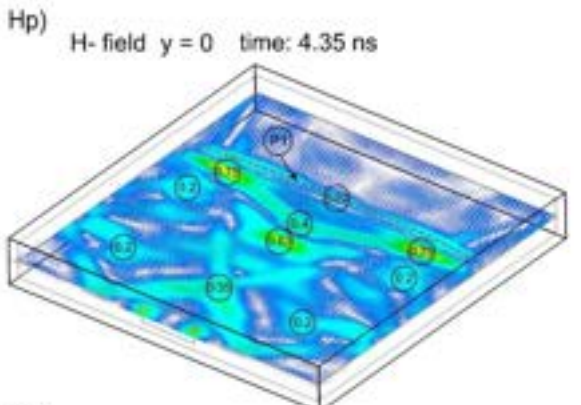
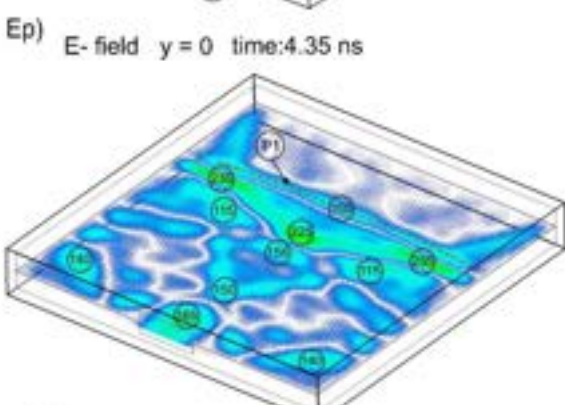
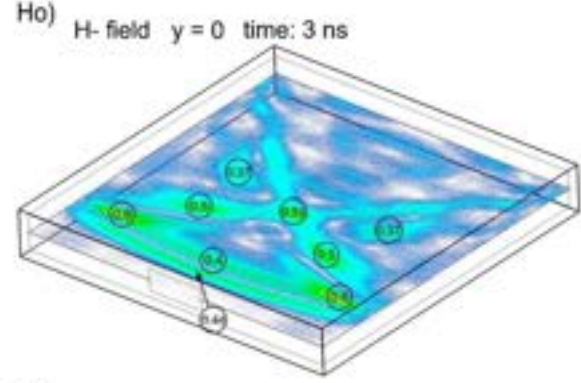
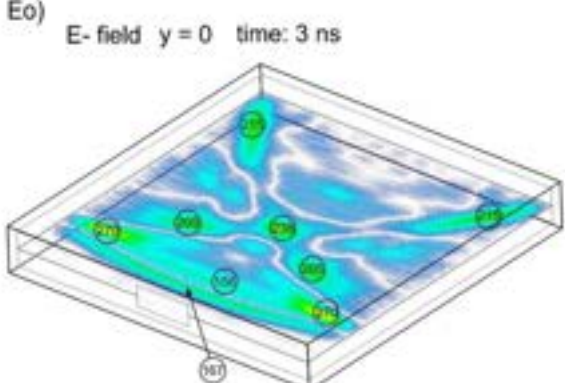
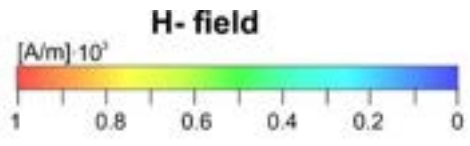
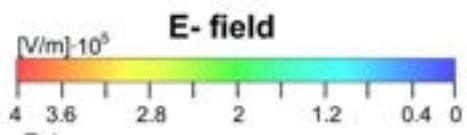


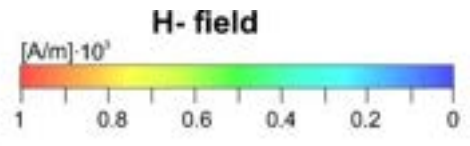
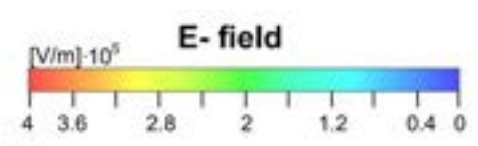
En) E- field $y = 0$ time: 2.55 ns



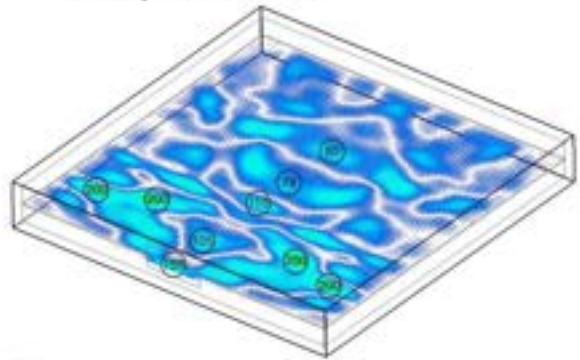
Hn) H- field $y = 0$ time: 2.55 ns



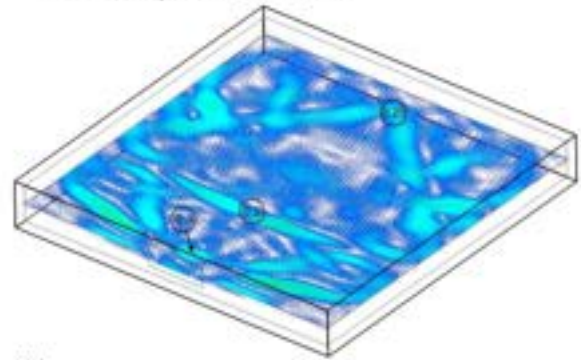




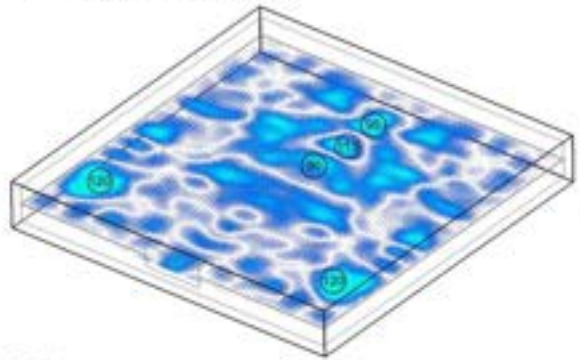
Es) E- field y = 0 time: 10 ns



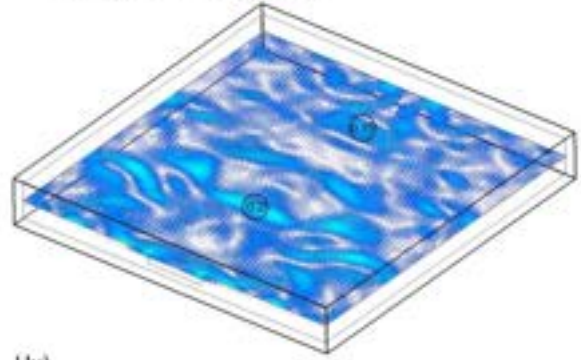
Hs) H- field y = 0 time: 10 ns



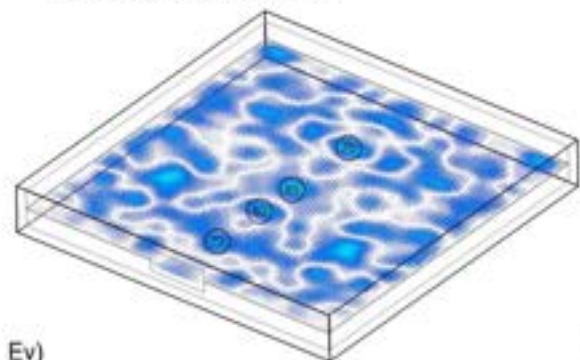
Et) E- field y = 0 time: 20 ns



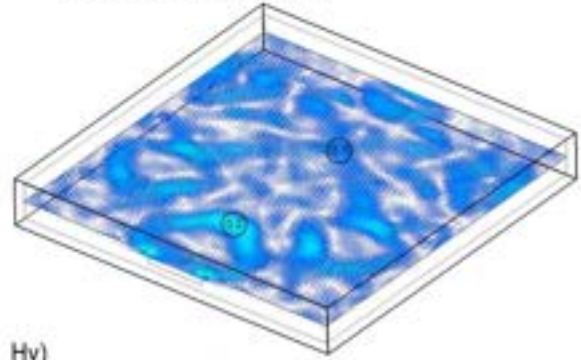
Ht) H- field y = 0 time: 20 ns



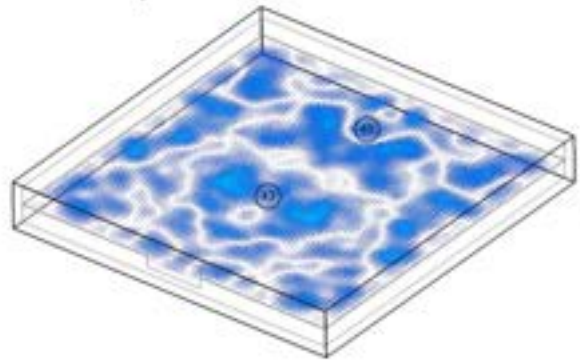
Eu) E- field y = 0 time: 30 ns



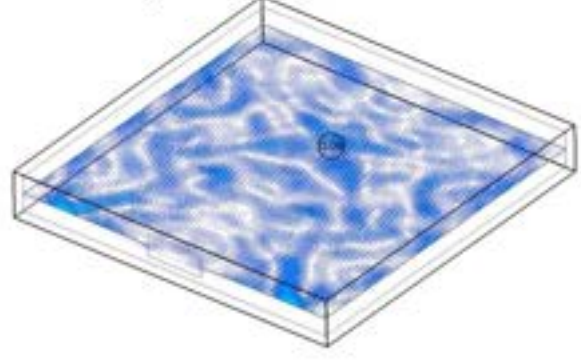
Hu) H- field y = 0 time: 30 ns

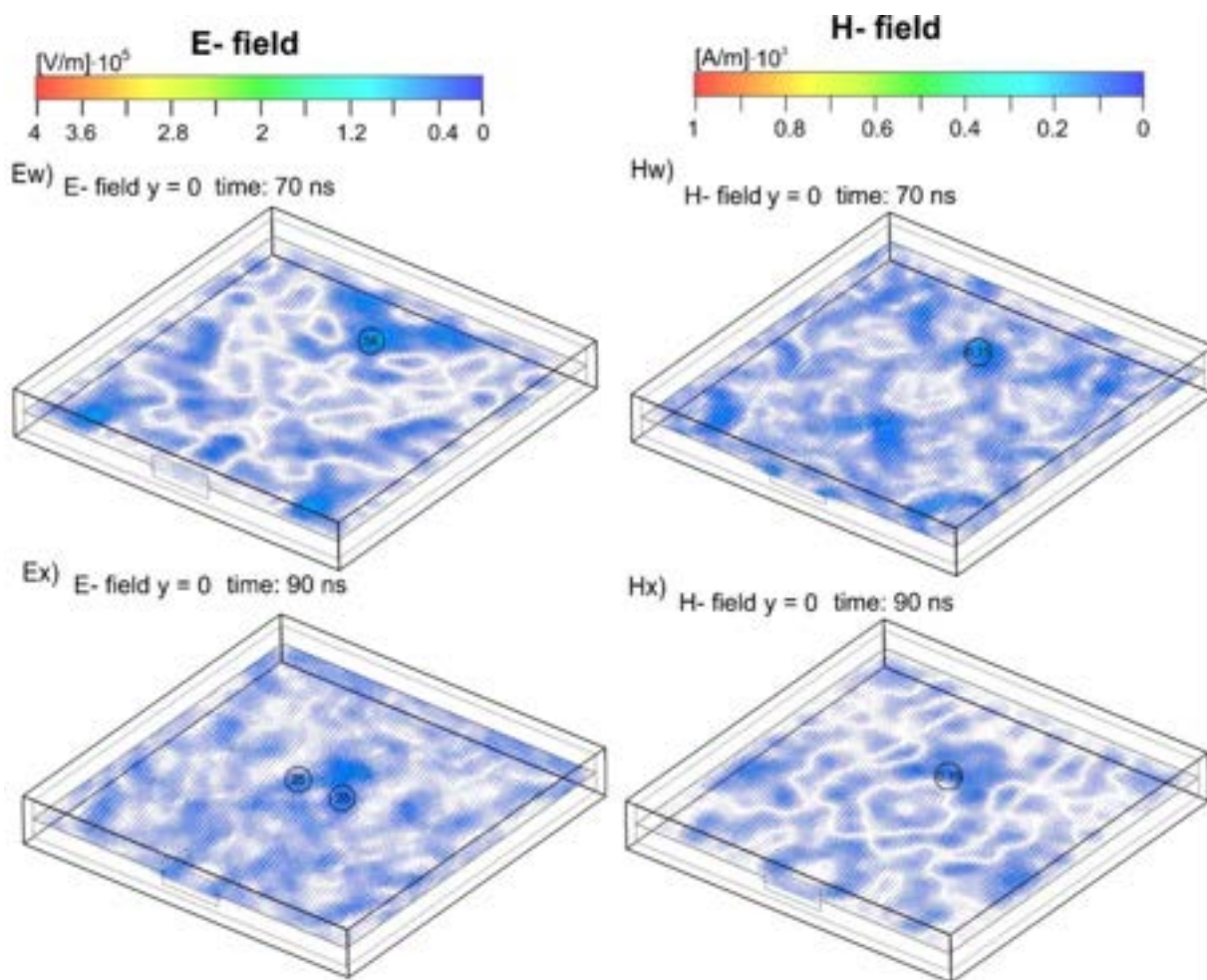


Ev) E- field y = 0 time: 50 ns



Hv) H- field y = 0 time: 50 ns





Rys. 7. Polaryzacja pionowa. Rozwój 2D pola elektrycznego i magnetycznego we wnętrzu obudowy w płaszczyźnie xz ($y = 0$). Lewa kolumna - pole elektryczne; prawa kolumna - pole magnetyczne. W okręgach podano wartości modułu natężenia pola elektrycznego (w 10^5 V/m) i pola magnetycznego (w 10^3 A/m).

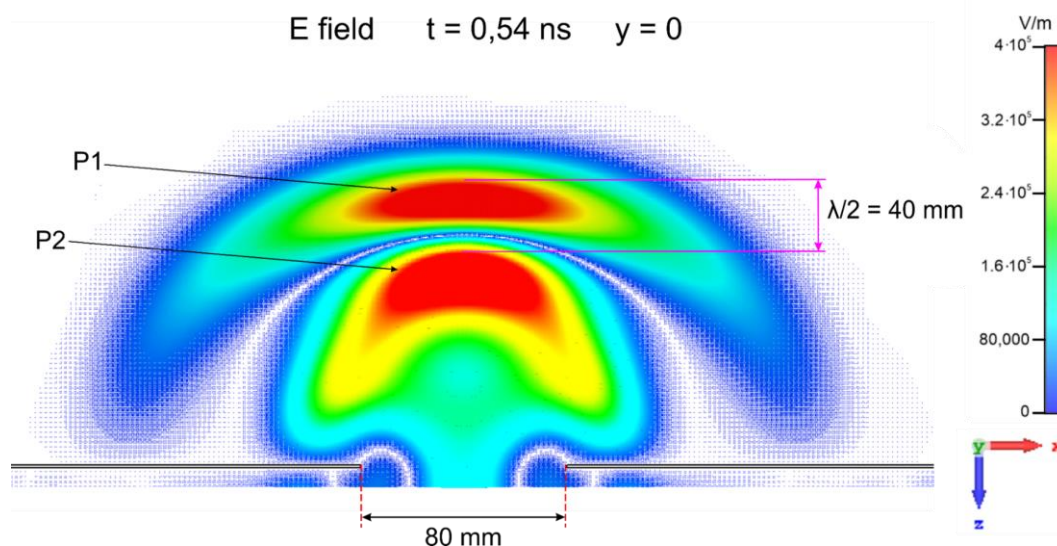
Rys. 6 przedstawia trójwymiarowe obrazy czasowo-przestrzennego rozwoju pola elektrycznego i pola magnetycznego wewnątrz badanej niewysokiej metalowej obudowy ekranującej z otworem technologicznym dla wybranych czasów po czasie $t = 0$ (czyli kiedy impuls zaburzający dotyka przedniej ściany obudowy). Pozycja impulsu zaburzającego w danym czasie zaznaczona jest na górnej ścianie obudowy. Rys. 7 przedstawia moduł natężenia pola elektrycznego i pola magnetycznego.

Lewa kolumna na rys. 6 przedstawia moduł natężenia pola elektrycznego, natomiast prawa kolumna - pola magnetycznego. Rys. 6Ea i 7Ea przedstawiają inicjację pola elektrycznego w płaszczyźnie otworu w chwili $t = 0,1375$ ns, czyli w momencie, kiedy połowa maksymalnej amplitudy impulsu zaburzającego mija przednią ścianę obudowy.

Z upływem czasu impuls zaburzający przemieszcza się dalej wzdłuż obudowy a pole elektryczne wnika głębiej do jej wnętrza. W chwili $t = 0,1779$ ns, kiedy maksimum impulsu

zaburzającego mija przednią ścianę obudowy, moduł natężenia pola elektrycznego w tej płaszczyźnie osiąga wartość odpowiadającą maksymalnej amplitudzie impulsu zaburzającego (rys. 6Eb i 7Eb).

W przedziale czasu od $t = 0,325$ ns do $t = 0,54$ ns (rys. 6Eb-6Ed, 7Eb-7Ed i rys. 8), kiedy impuls zaburzający całkowicie mija przednią ścianę obudowy pole elektryczne wnikające do wnętrza obudowy ograniczone jest w kierunku y przez metalowe ściany niewysokiej obudowy ekranującej. Wynikiem tego ograniczenia są powstające fale elektromagnetyczne składające się ze sprzężonych fal elektrycznych i magnetycznych o kształcie niepełnych pierścieni, o przekroju podłużnym podobnym do sierpa Księżyca i prostokątnym przekroju poprzecznym. W tym czasie, w środku obudowy funkcjonują dwie całkowicie rozwinięte fale elektryczne o kształcie niepełnych pierścieni (rys. 6Ed, 7Ed i 8). Fale te zostały nazwane pierwszą (P1) i drugą (P2) falą pierwotną. Fala P1 (również fala P2) składa się z fali elektrycznej (lewa kolumna na rys. 6 i 7) i magnetycznej (prawa kolumna). Poniżej rozwój pola EM we wnętrzu obudowy jest opisany na przykładzie fali elektrycznej. Dla obu fal wektory pola elektrycznego skierowane są w kierunku y , przy czym pierwsza fala pierwotna (P1) ma polaryzację zgodną z polaryzacją impulsu zaburzającego (tzn. wektory natężenia pola elektrycznego mają zwrot $+y$), natomiast druga fala pierwotna (P2) ma polaryzację przeciwną do polaryzacji impulsu zaburzającego (tzn. wektory natężenia pola elektrycznego mają zwrot $-y$). Odległość między frontami obu fal elektrycznych można określić jako pół długości fali ($\lambda/2$). Odległość tę odczytano z rys. 8 (płaszczyzna $y = 0$ dla chwili $t = 0,540$ ns) i wynosi ona $\lambda/2 = 4$ cm.



Rys. 8. Polaryzacja pionowa. Rozkład modułu natężenia pola elektrycznego w płaszczyźnie xz dla $y = 0$ w chwili $t = 0,54$ ns w okolicy przedniej ściany obudowy z otworem.

Z upływem czasu, w przedziale od $t = 0,560$ ns do czasu $t = 0,960$ ns w otworze generowane są kolejne dwie wyraźnie słabsze fale pierwotne (rys. 6Eg, 6Eh, 7Eg i 7Eh). Fale te nazwano kolejno trzecią (P3) i czwartą (P4) falą pierwotną. Rozkład natężenia pola elektrycznego w falach pierwotnych nie jest jednakowy. Największe wartości modułu natężenia pola elektrycznego zlokalizowane są na środku poszczególnych fal i stopniowo maleją zarówno w kierunku frontu i tyłu poszczególnych fal, jak i w stronę ich bocznych skrzydeł (Rys. 6Ed-6Ej i 7Ed-7Ej). Moduł natężenia pola elektrycznego drugiej fali pierwotnej w danym punkcie wewnątrz obudowy ma mniejszą wartość niż pierwszej fali pierwotnej, kiedy przechodziła przez ten punkt.

Wszystkie fale pierwotne przemieszczają się jednocześnie w kierunku tylnej i bocznych ścian obudowy. Objętość fal pierwotnych rośnie, co powoduje, że gęstość objętościowa energii tych fal maleje. Potwierdzają to malejące wartości modułu natężenia pola elektrycznego tych fal (rys. 6Ed-6Ej i 7Ed-7Ej).

Po czasie około $t = 0,800$ ns lewe i prawe skrzydła pierwszej fali pierwotnej P1, a następnie skrzydła drugiej fali pierwotnej P2 docierają do lewej i prawej ściany bocznej obudowy (rys. 6Eg i 6Eh, 7Eg i 7Eh, $t = 0,810$ ns oraz $t = 0,960$ ns). Od tego momentu skrzydła fal pierwotnych P1 i P2 zaczynają odbijać się od ścian bocznych obudowy. Wskutek odbić skrzydeł fal od bocznych ścian obudowy, odbite części poszczególnych fal pierwotnych tworzą nowe fale. Nowo powstające fale nazwano falami wtórnymi i oznaczono literą S. Rys. 6Ei i 7Ei ($t = 1,40$ ns) przedstawiają dwie pary odbitych fal na wczesnym etapie ich rozwoju, pierwszą falę wtórną po lewej S1l i prawej S1r stronie oraz drugą falę wtórną po lewej S2l i prawej S2r stronie. Jak widać na tych rysunkach, powstające fale wtórne przemieszczają się po przekątnej w stronę tylnej ściany obudowy. Po krótkiej chwili (w momencie $t = 1,50$ ns), kiedy skrzydła pierwszej fali pierwotnej docierają do ścian bocznych, pojawia się trzecia para fal wtórnych S3 (rys. 6Ej i 7Ej). Tworzenie i rozwój fal wtórnych można łatwiej śledzić na obrazach pola magnetycznego w obudowie (rys. 6Hi, 7Hi, 6Hj i 7Hj).

Odbicie się skrzydeł fal pierwotnych na bocznych ścianach obudowy powoduje zmianę kształtu fal pierwotnych. Ich fronty falowe stają się bardziej wypłaszczone. Utrata skrzydeł skutkuje także zmniejszeniem energii (w wyniku czego następuje zmniejszenie wartości modułu natężenia pola elektrycznego) fal pierwotnych (rys. 6Ei i 7Ei oraz 6Ej i 7Ej).

Począwszy od momentu pierwszego odbicia się skrzydeł pierwszej fali pierwotnej P1 na ścianach bocznych obudowy i powstania pierwszych fal wtórnych, należy zachować ostrożność podczas interpretacji obrazów pokazujących strukturę pola elektrycznego (i magnetycznego) w obudowie. Obrazy pokazane na rys. 6Ei i 7Ei oraz następne pokazują mozaiki interferencyjne

pól elektrycznego i magnetycznego, ukrywając w ten sposób do pewnego stopnia informacje o falach pierwotnych i wtórnych, których rozwój był jak dotąd łatwy do obserwowania. Pomimo takiej przeszkody, śledzenie fal pierwotnych i wtórnych w mozaice interferencyjnej niekoniecznie będzie niemożliwe w niektórych przypadkach. Zasadniczo jednak z powodu interferencji falowej informacje o zjawiskach falowych zachodzących wewnątrz obudowy zostaną do pewnego stopnia utracone.

W chwili $t = 1,54$ ns front pierwszej fali pierwotnej dociera do tylnej ściany obudowy, a następnie odbija się od niej. Wynikową strukturę pola elektrycznego w obudowie w chwili $t = 1,70$ ns, czyli tuż po odbiciu pierwszej fali pierwotnej od tylnej ściany obudowy pokazano na rys. 6Ek i 7Ek. Maksymalna wartość natężenia pola elektrycznego (410 kV/m) przed tylną ścianą obudowy w chwili $t = 1,70$ ns (rys. 6Ek i 7Ek) jest wynikiem konstruktywnej superpozycji pierwszej fali pierwotnej P1 odbitej od tylnej ściany obudowy i drugiej fali pierwotnej P2 zbliżającej się do tylnej ściany.

Rys. 6Ek i 7Ek ($t = 1,70$ ns), 6El i 7El ($t = 1,80$ ns) oraz 6Em i 7Em ($t = 1,90$ ns) przedstawiają mozaiki interferencyjne pola elektrycznego wewnątrz obudowy po odbiciu się fal P1 i P2 od jej tylnej ściany i jednoczesnym przemieszczaniu się fal wtórnych w kierunku tylnej ściany obudowy. Mimo tego, że fale P1 i P2 doznają lokalnych konstruktywnych i destruktywnych interferencji z falami wtórnymi, można na tle różnego rodzaju lokalnych obrazów interferencyjnych zlokalizować fronty falowe fal P1 i P2, przynajmniej lokalnie, dla $t = 1,70$ ns, $t = 1,80$ ns i $t = 1,90$ ns.

Z rys. 6Ek i 7Ek ($t = 1,70$ ns), 6El i 7El ($t = 1,80$ ns) oraz 6Em i 7Em ($t = 1,90$ ns) wynika, że w miarę upływu czasu fale wtórne opuszczają obszary obudowy w pobliżu ściany przedniej. Wcześniej te obszary zostały opuszczone przez fale pierwotne. W chwili $t = 2,55$ ns w prawie połowie objętości obudowy od strony przedniej ściany obudowy pole elektryczne praktycznie nie istnieje (rys. 6En i 7En). A zatem, fale pierwotne P1 i P2, poruszające się w kierunku przedniej ściany obudowy nie doznają w tym obszarze interferencji, dzięki czemu możliwe jest zlokalizowanie ich frontów falowych od prawie połowy obudowy aż do ich przybycia do przedniej ściany obudowy (rys. 6Eo i 7Eo, $t = 3,00$ ns).

W chwili $t = 3,00$ ns fala pierwotna P1 i nieco później fala P2 odbijają się od przedniej ściany i wracają w kierunku tylnej ściany obudowy. Po nich odbicia od przedniej ściany doświadczają kolejne fale przemieszczające się w kierunku tej ściany, tj. pozostałe fale pierwotne i wtórne. Te pierwsze, po odbiciu, odwracają się w kierunku tylnej ściany, a te drugie, po odbiciu, zbliżają się do bocznych ścian, gdzie po odbiciu wracają do środka obudowy. Około $t = 4,35$ ns (rys. 6Ep i 7Ep) fala pierwotna P1 i inne fale podążające za nią w kierunku tylnej

ściany obudowy napotykają przed tylną ścianą strefę, w której nie ma pola elektrycznego (i magnetycznego), tak jak wcześniej w drodze do przedniej ściany (rys. 6En i 7En). Strefę tę opuściły fale poruszające się w kierunku przedniej ściany obudowy. W strefie tej nie zachodzą zatem interferencje, dzięki czemu można w obszarze przy tylnej ścianie obudowy zlokalizować fronty falowe pierwszej i drugiej fali pierwotnej P1 i P2 (rys. 6Ep i 7Ep, $t = 4,35$ ns, oraz 6Eq i 7Eq, $t = 4,70$ ns). Natomiast za falami pierwotnymi P1 i P2 występują liczne konstruktywne i destruktywne interferencje pozostałych fal pierwotnych i wtórnych, co przedstawiają rys. 6Ep i 7Ep oraz 6Eq i 7Eq.

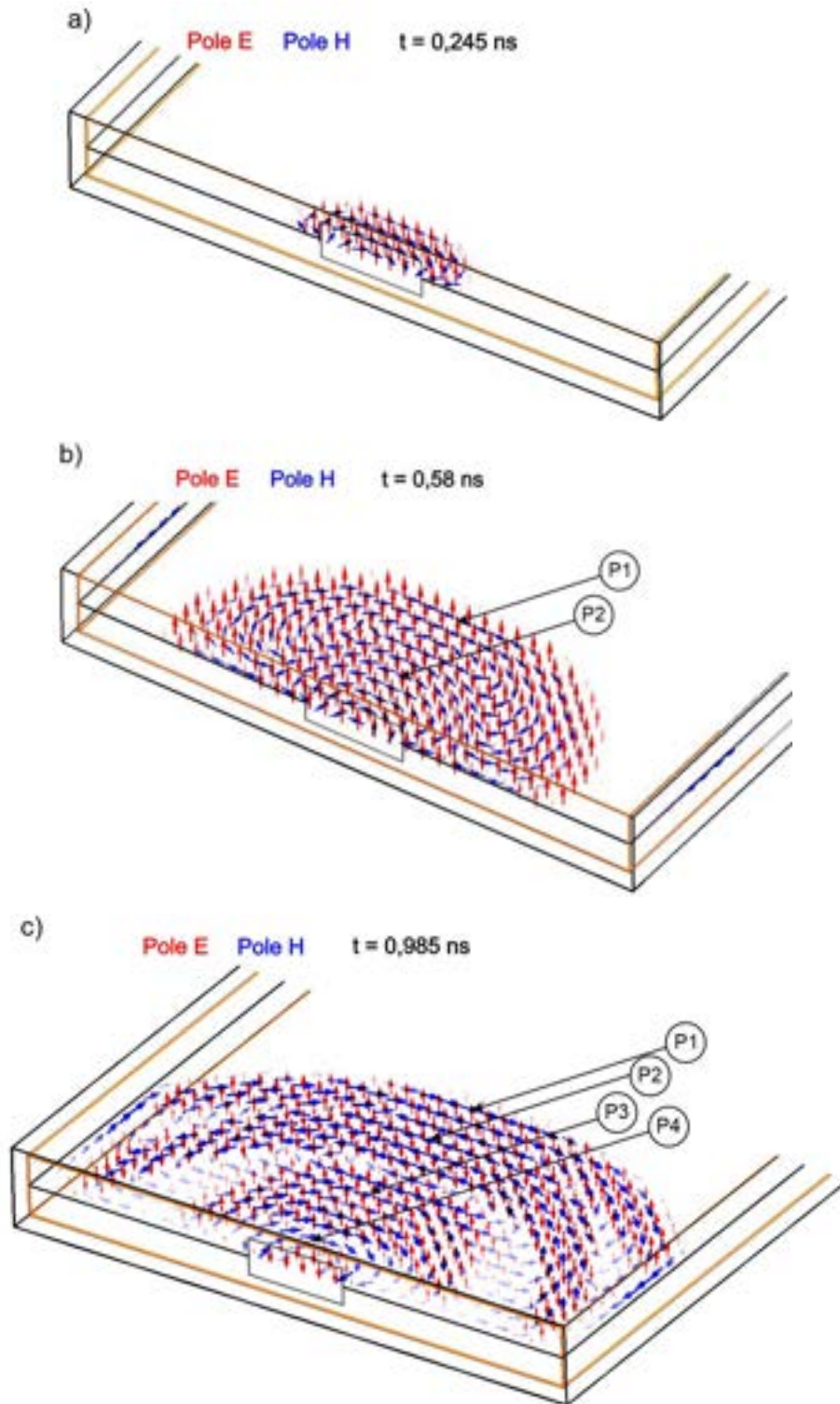
Rys. 6Er i 7Er pokazują rozkład pola elektrycznego w obudowie w chwili $t = 5$ ns, tzn. zaraz po odbiciu się pierwszej fali pierwotnej P1 od tylnej ściany obudowy. Maksymalna wartość modułu natężenia pola elektrycznego przy tylnej ścianie obudowy w chwili $t = 5$ ns jest wynikiem konstruktywnej superpozycji drugiej fali pierwotnej P2 propagującej w kierunku tylnej ściany (po odbiciu od przedniej ściany obudowy) i pierwszej fali pierwotnej P1 po odbiciu od tylnej ściany obudowy.

Czas $t = 5$ ns kończy przedział czasowy, w którym możliwe jest zlokalizowanie fal pierwotnych wewnątrz obudowy. Po tym czasie stale rosnąca liczba zachodzących interferencji wytwarza tak skomplikowaną mozaikę interferencyjną, że znalezienie poszczególnych fal pierwotnych i wtórnych staje się niemożliwe. Od tego momentu, tj. $t = 5$ ns, rozwój pola elektromagnetycznego wewnątrz obudowy należy rozpatrywać pod kątem wzajemnie sprzężonych pól elektrycznych i magnetycznych, a nie poszczególnych fal. Powstałe w ten sposób zmienne w czasie i przestrzeni pola elektryczne i magnetyczne przybierają formę mozaik interferencyjnych.

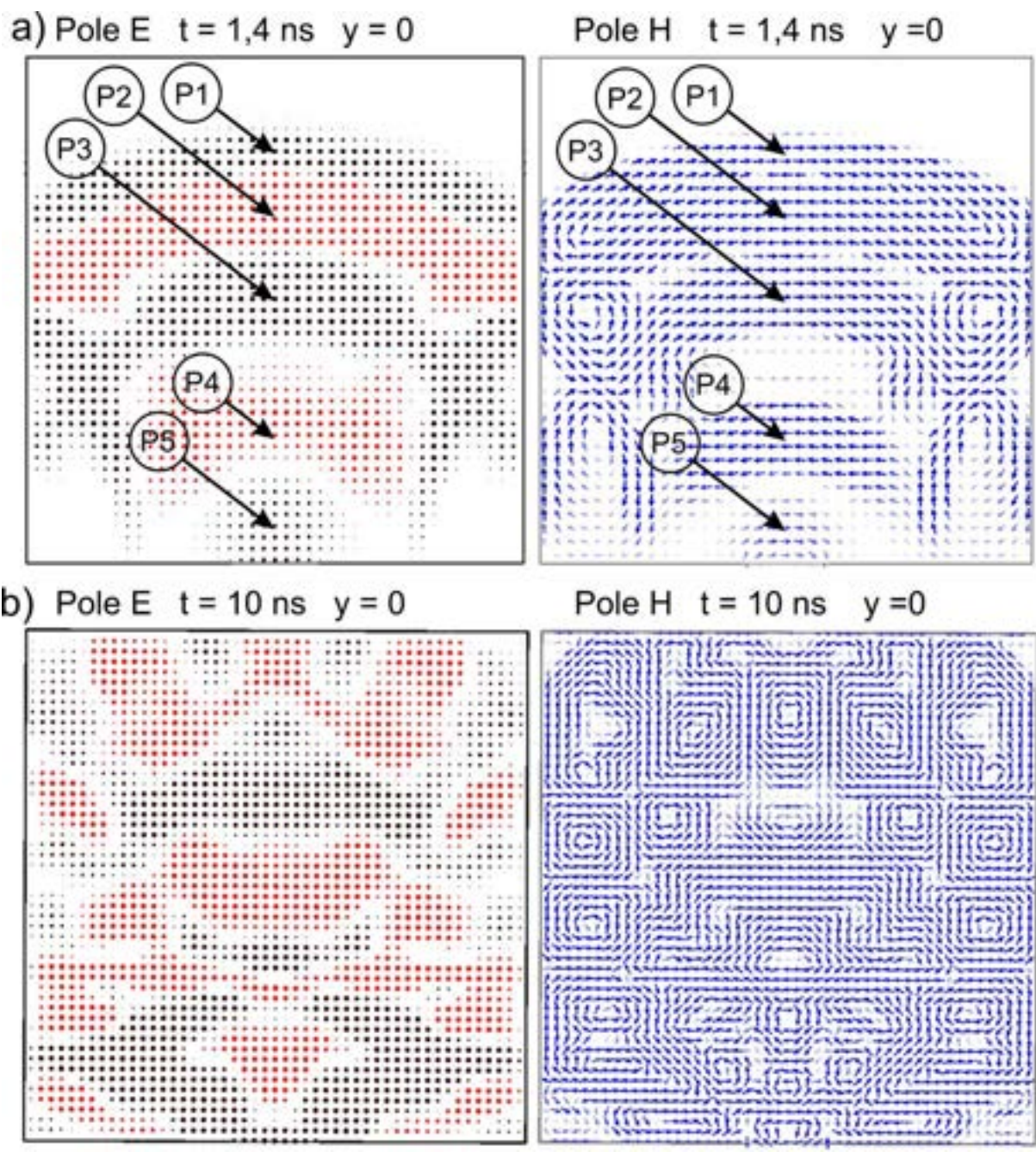
Po czasie $t = 5$ ns rozkład pola elektrycznego w obudowie ma charakter interferencyjny, wynikający z konstruktywnej i destruktywnej superpozycji stale rosnącej liczby interferencji, którym ulegają fale propagujące między ścianami obudowy (rys. 6Es i 7Es ($t = 10$ ns) - 6Ex i 7Ex ($t = 90$ ns)). Rozkłady pola elektrycznego w obudowie zmieniają się dynamicznie w czasie i przestrzeni tworząc symetryczne wzory względem kierunku otwór - tylna ściana obudowy (oś z), wzdłuż którego przemieszczały się fale pierwotne i wtórne oraz mozaiki interferencyjne. Nawet po znacznym osłabieniu fal pierwotnych spowodowanym pewnego rodzaju utratą energii pola EM przez otwór, ta symetria wydaje się utrzymywać.

Z opisanym powyżej polem elektrycznym (rys. 6Ea-6Ex i rys. 7Ea-7Ex) wewnątrz obudowy związane jest pole magnetyczne. Na rys. 8 i 9 przedstawiono rozwój pola elektrycznego i magnetycznego w płaszczyźnie xz ($y = 0$) dla kilku wybranych czasów. Na rys. 9 (również na rys. 6Ha-6Hx i rys. 7Ha-7Hx) widać, że wnikające do wnętrza obudowy

przez otwór pole magnetyczne tworzy złożone struktury interferencyjne. Na rys. 10 wektory pola elektrycznego są prostopadłe do płaszczyzny $y = 0$. Generalnie wiele wyżej przedstawionych cech rozwoju pola elektrycznego w obudowie można odnieść również do opisu związanego z rozwojem pola magnetycznego.



Rys. 9. Polaryzacja pionowa. Pole elektryczne i pole magnetyczne w płaszczyźnie xz ($y = 0$) dla kilku wybranych przypadków: a) formowanie się pierwszej fali pierwotnej P1 za otworem ($t = 0,245 \text{ ns}$), b) rozwinięte fale pierwotne P1 i P2 ($t = 0,58 \text{ ns}$), c) fale pierwotne P1, P2, P3, i P4 ($t = 0,985 \text{ ns}$).



Rys. 10. Polaryzacja pionowa. Pole elektryczne i pole magnetyczne w obudowie w płaszczyźnie xz dla $y = 0$ w chwili: a) $t = 1,40 \text{ ns}$ i b) $t = 10 \text{ ns}$. Wektory pola elektrycznego są prostopadłe do płaszczyzny $y = 0$. Wektory pola elektrycznego skierowane w głąb rysunku zaznaczone są kolorem czarnym, a wychodzące kolorem czerwonym.

Podobnie jak pole elektryczne, rozkłady pola magnetycznego w obudowie zmieniają się w czasie i przestrzeni. Można zauważyć, że oba pola poruszają się wzdłuż osi z nie tylko w fazie falowej, ale także po znacznym osłabieniu fal pierwotnych i wtórnych. W obu fazach rozwoju, zarówno dla pola elektrycznego jak i magnetycznego występuje symetria osiowa względem osi z.

6.2. Rozkłady ładunku elektrycznego na wewnętrznych powierzchniach obudowy

Na rys. 11 przedstawione są rozkłady ładunku elektrycznego na wewnętrznych powierzchniach obudowy w przedziale czasowym od $t = 0,138$ ns (rys. 11a) do $t = 0,354$ ns (rys. 11h), w którym na przednią ścianę obudowy oddziałuje bezpośrednio zewnętrzny impuls zaburzający o polaryzacji pionowej. Rozkłady ładunku elektrycznego na wewnętrznych powierzchniach obudowy po czasie $t = 0,350$ ns, czyli wtedy, gdy impuls zaburzający minął już przednią ścianę obudowy przedstawia rys. 12.

W przedziale czasowym od $t = 0,138$ ns do $t = 0,174$ ns (rys. 11a i 11b) impuls zaburzający o polaryzacji pionowej zaczyna wnikać przez otwór do wnętrza obudowy, powodując migrację elektronów swobodnych na wewnętrznej powierzchni przedniej ściany obudowy.

Rys. 11a ilustruje sytuację, w której w wyniku migracji elektronów swobodnych następuje gromadzenie się ładunku dodatniego Q_0^+ (odsłonięte jony sieci krystalicznej metalu) przy dolnej krawędzi otworu i komplementarnego do niego ładunku ujemnego Q_0^- (nadmiar elektronów swobodnych w stosunku do przypadku neutralności elektrycznej obudowy) przy górnej krawędzi otworu. Wraz z wnikaniem impulsu zaburzającego w głąb obudowy obszary komplementarnych ładunków elektrycznych Q_0^+ i Q_0^- powiększają się. Gromadzenie się ładunku elektrycznego w danym obszarze sygnalizuje składowa normalna pola elektrycznego w tym miejscu (wartości składowej normalnej pola elektrycznego są proporcjonalne do gęstości powierzchniowej ładunków elektrycznych w danym obszarze). Jak wynika z rys. 11a i 11b, największe wartości składowej normalnej pola elektrycznego (i gęstości powierzchniowej ładunku elektrycznego) występują przy środkach dłuższych krawędzi otworu (dolnej i górnej). Wynoszą one 122 kV/m w chwili $t = 0,138$ ns (rys. 11a) i 544 kV/m w chwili $t = 0,174$ ns (rys. 11b).

Warto w tym miejscu zaznaczyć, że do czasu $t = 0,174$ ns ładunek elektryczny we wnętrzu obudowy występuje tylko na wewnętrznej powierzchni przedniej ściany obudowy. Nie ma ładunku elektrycznego na wewnętrznych powierzchniach ściany dolnej i górnej (także na wewnętrznych powierzchniach ścian bocznych).

Dalsze wnikanie impulsu zaburzającego w głąb obudowy skutkuje tym, że pary obszarów komplementarnych ładunków elektrycznych powstają także na wewnętrznych powierzchniach dolnej i górnej ściany obudowy ($t = 0,224$ ns, rys. 11c). Powstająca na wewnętrznych powierzchniach ściany dolnej i górnej para obszarów komplementarnych ładunków

elektrycznych Q_{1+} i Q_{1-} jest symetryczna względem płaszczyzny xz dla $y = 0$ (zwierciadlane odbicie). Para komplementarnych ładunków elektrycznych Q_{1+} i Q_{1-} nie rozkłada się równomiernie w obszarach, które zajmuje. Świadczą o tym wartości składowej normalnej natężenia pola elektrycznego w obszarach zajmowanych przez ładunki. Największe pole elektryczne występuje na środku obszaru zajmowanego przez ładunki elektryczne i wynosi 650 kV/m. Wartości te maleją w miarę oddalania się od środka obszaru w kierunku ścian bocznych (80 kV/m na lewej i prawej krawędzi obszaru) i w kierunku do i od przedniej ściany (238 kV/m przy przedniej ścianie i 125 kV/m po stronie przeciwległej).

W przedziale czasowym od $t = 0,244$ ns do $t = 0,254$ ns (rys. 11d i 11e) wnikający impuls zaburzający powoduje rozrost obszarów zajmowanych przez parę obszarów komplementarnych ładunków elektrycznych Q_{1+} i Q_{1-} na wewnętrznych powierzchniach ściany dolnej i górnej. Rosną także gęstości powierzchniowe tych ładunków. Proporcjonalnie do tego wzrostu składowe normalne pola elektrycznego osiągają wartości 810 kV/m i 840 kV/m odpowiednio dla czasów $t = 0,244$ ns i $t = 0,254$ ns.

W powyższym przedziale czasowym (od $t = 0,244$ ns do $t = 0,254$ ns) obserwuje się zmianę struktur ładunków elektrycznych przy krawędziach otworu, prowadzącą do przeładowania elektrycznego tych obszarów, z polarności dodatniej na ujemną.

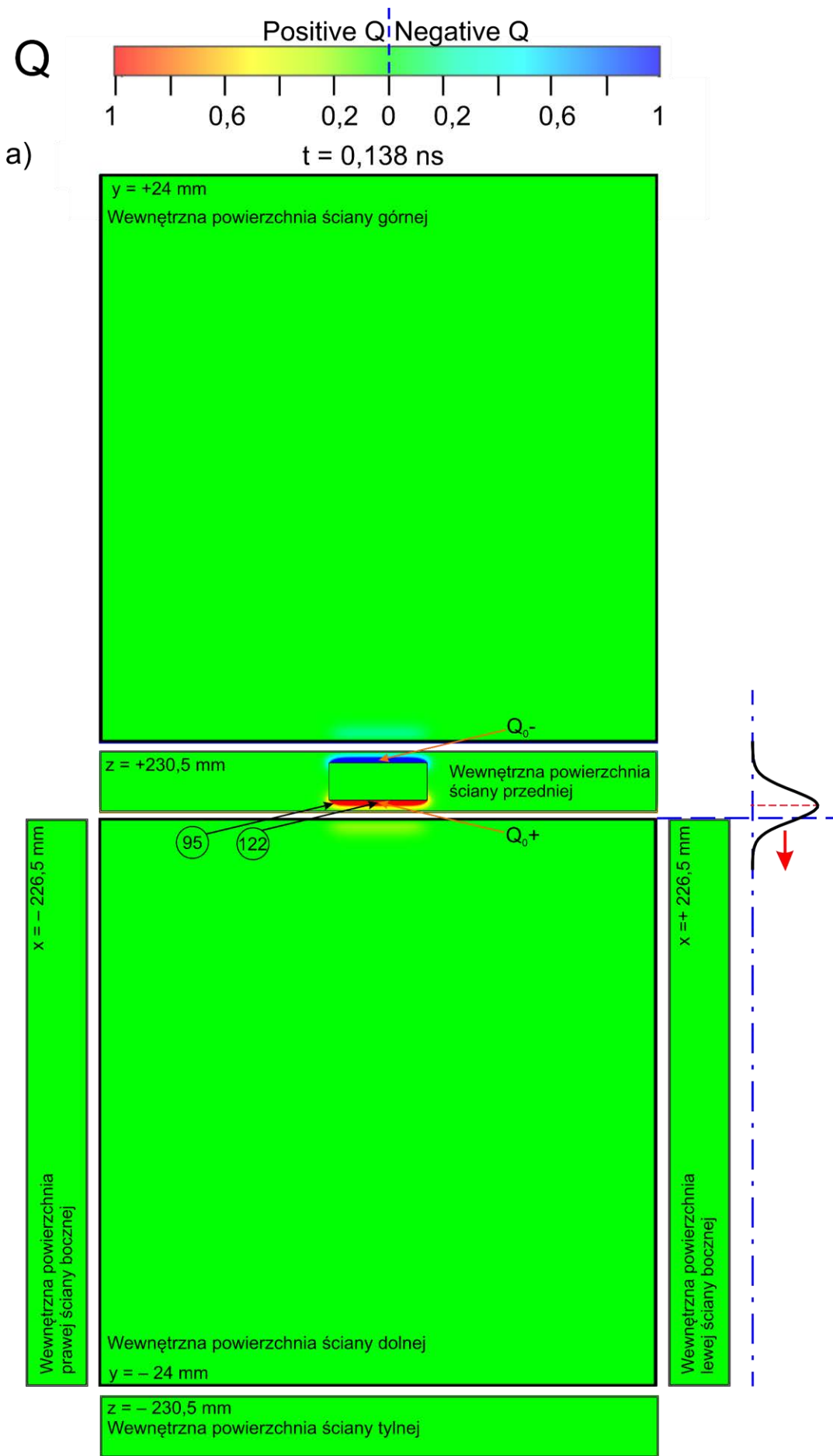
W chwili $t = 0,274$ ns (rys. 11f) zaczynają powstawać na wewnętrznych dolnej i górnej ścianie obudowy małe podwójne obszary o ładunkach elektrycznych odpowiednio ujemnych Q_{2-} (na dolnej obudowy) i dodatnich Q_{2+} (na górnej ścianie obudowy). W tym właśnie momencie para obszarów komplementarnych ładunków elektrycznych Q_{1+} i Q_{1-} na wewnętrznych powierzchniach odpowiednio dolnej i górnej ściany obudowy traci kontakt z powierzchnią wewnętrzną przedniej ściany obudowy, przesuając się w głąb obudowy. Razem z parą obszarów komplementarnych ładunków elektrycznych Q_{1+} i Q_{1-} w głąb obudowy przesuwa się także przestrzenna fala elektryczna o kształcie niepełnego pierścienia. Można zatem powiedzieć, że od przedniej ściany obudowy zaczyna oddalać się w kierunku tylnej ściany obudowy pewna przestrzenna struktura falowa pola elektrycznego o wektorach pola elektrycznego skierowanych od obszaru ładunku Q_{1+} do obszaru ładunku Q_{1-} . A zatem w tym momencie mamy do czynienia z powstawaniem pierwszej fali elektrycznej poruszającej się w głąb obudowy. Powstawanie tej fali elektrycznej sygnalizują już wcześniej zaprezentowane w podrozdziale 6.1 wizualizacje 3D i 2D rozwoju pola elektromagnetycznego we wnętrzu obudowy (rys. 6Ec i 6Ed oraz 7Ec i 67Ed - fala pierwotna P1). Powstającej pierwszej fali elektrycznej towarzyszy oczywiście fala magnetyczna (patrz podrozdział 6.1, rys. 6Hc i 6Hd oraz rys. 7Hc i 7Hd).

Pierwsza fala elektryczna nie jest przestrzennie jednorodna pod względem wartości natężenia pola elektrycznego. Niejednorodność tę ilustruje rys. 11f. Jak widać z tej ilustracji, największe natężenie pola elektrycznego tej fali wynosi 850 kV/m.

Powyższy opis przedstawia związek fali pierwotnej P1 (a dokładnie jej części „elektrycznej”) przedstawionej w podrozdziale 6.1 z parą obszarów komplementarnych ładunków elektrycznych Q_{1+} i Q_{1-} istniejącą na wewnętrznych powierzchniach ściany dolnej i górnej obudowy oraz pierwszą falą elektryczną o kształcie niepełnych pierścieni o przekroju podłużnym podobnym do sierpa Księżycy i prostokątnym przekroju poprzecznym. Fala pierwotna P1 i pierwsza fala elektryczna to to samo zjawisko opisane z różnych punktów widzenia. Opis pierwszej fali pierwotnej P1 z podrozdziału 6.1 przedstawia jej „wygląd zewnętrzny”. Natomiast opis pierwszej fali elektrycznej daje wgląd w morfologię pierwszej fali pierwotnej P1.

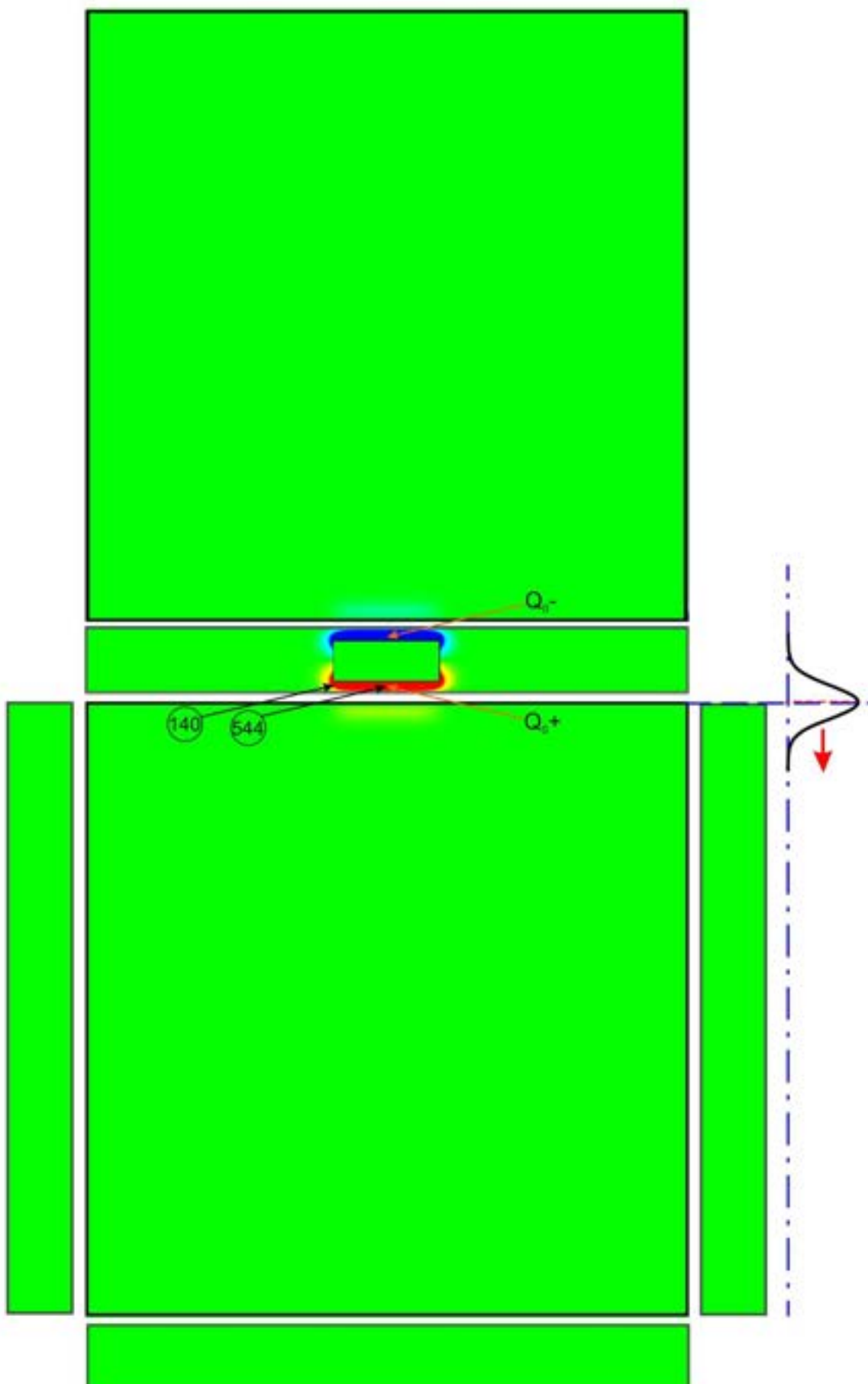
W chwili $t = 0,314$ ns (rys. 11g), jak wynika z rys. 11g, do tej chwili wielkości obszarów zajmowanych przez pary komplementarnych ładunków elektrycznych Q_{1+} i Q_{1-} oraz Q_{2+} i Q_{2-} wyraźnie wzrosły. Jednocześnie para obszarów komplementarnych ładunków elektrycznych Q_{1+} i Q_{1-} zauważalnie oddaliła się od przedniej ściany obudowy. Wartości modułu składowej normalnej natężenia pola elektrycznego na środkach obszarów komplementarnych ładunków elektrycznych Q_{1+} i Q_{1-} nieco zmalały i wynoszą 810 kV/m. Moduły składowej normalnej pola elektrycznego na środkach obszarów komplementarnych ładunków elektrycznych Q_{2+} i Q_{2-} wynoszą 435 kV/m.

Około czasu $t = 0,350$ ns kończy się bezpośrednie oddziaływanie impulsu zaburzającego na przednią ścianę obudowy. Rys. 11h oraz 12a-12d przedstawiają geometrię par obszarów komplementarnych ładunków elektrycznych Q_{1+} i Q_{1-} oraz Q_{2+} i Q_{2-} w przedziale czasowym od $t = 0,354$ ns do $t = 0,494$ ns, tuż przed stratą kontaktu pary obszarów komplementarnych ładunków Q_{2+} i Q_{2-} z przednią ścianą obudowy. Odłącznie się pary obszarów komplementarnych ładunków elektrycznych Q_{2+} i Q_{2-} następuje w chwili $t = 0,514$ ns (rys. 12e) W tym momencie wartości modułu składowej normalnej pola elektrycznego na środkach obszarów komplementarnych ładunków elektrycznych Q_{1+} i Q_{1-} wynosi 310 kV/m, a na środkach obszarów ładunków Q_{2-} i Q_{2+} wynosi 520 kV/m.



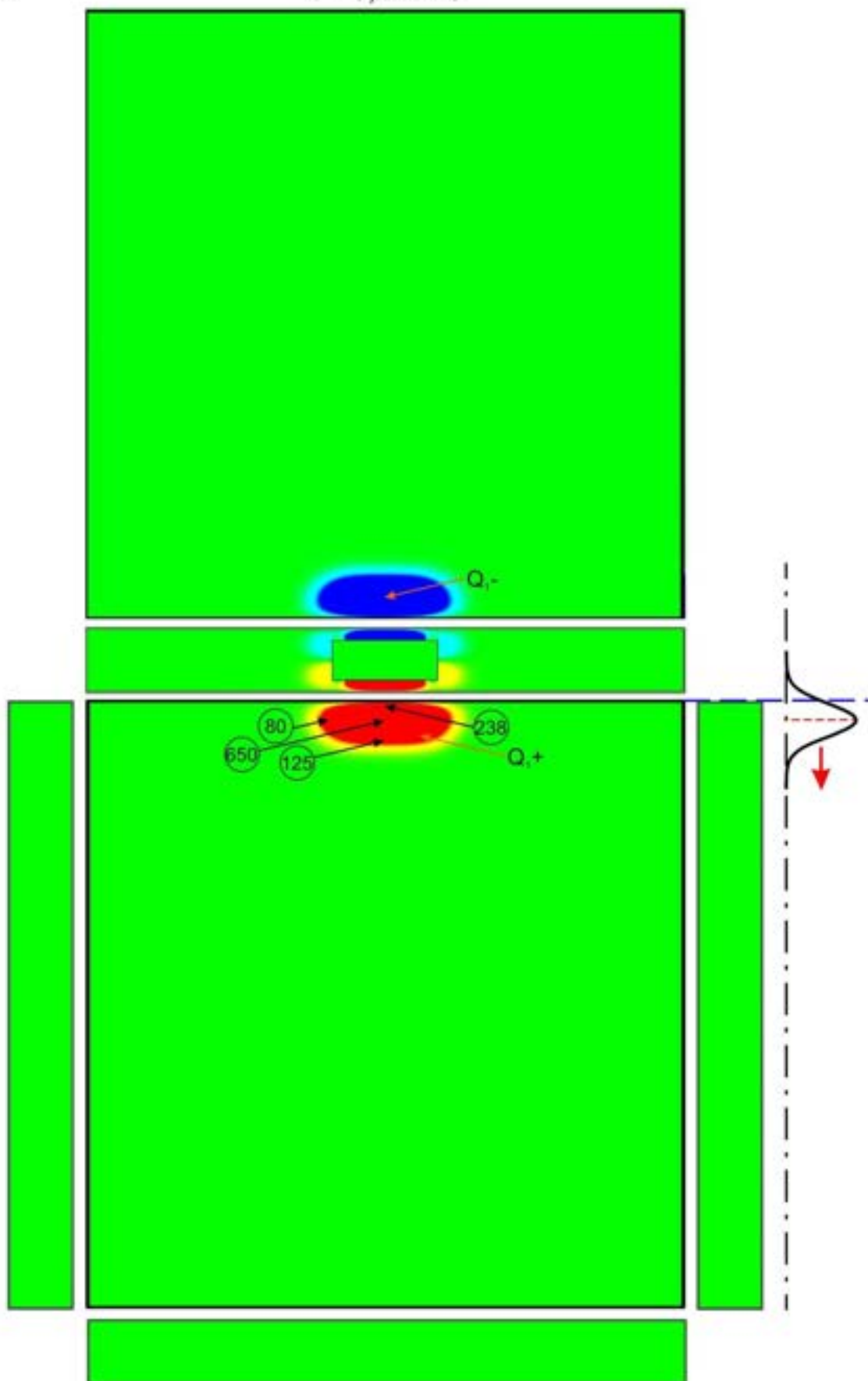
b)

$t = 0,174 \text{ ns}$



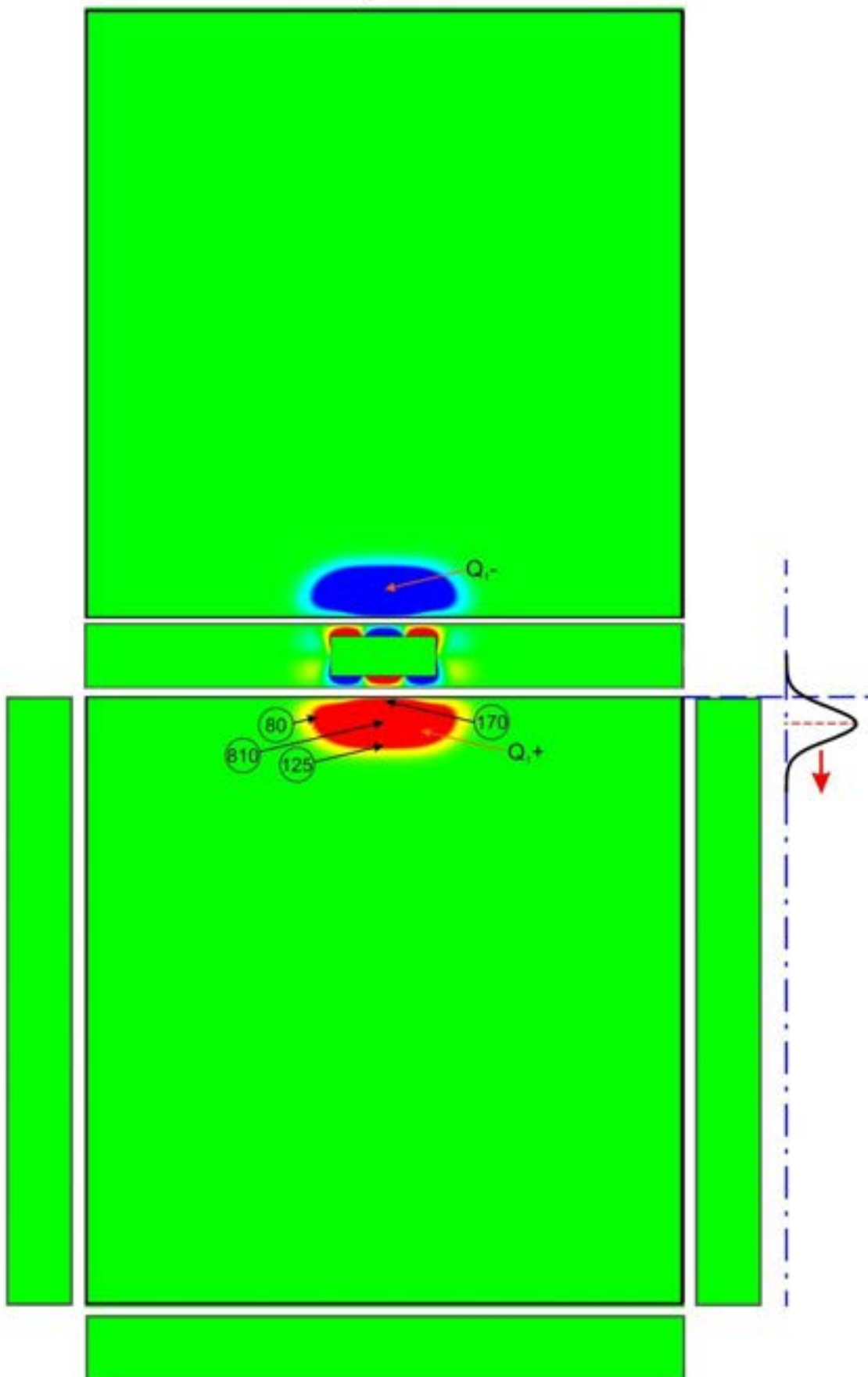
c)

$t = 0,224 \text{ ns}$



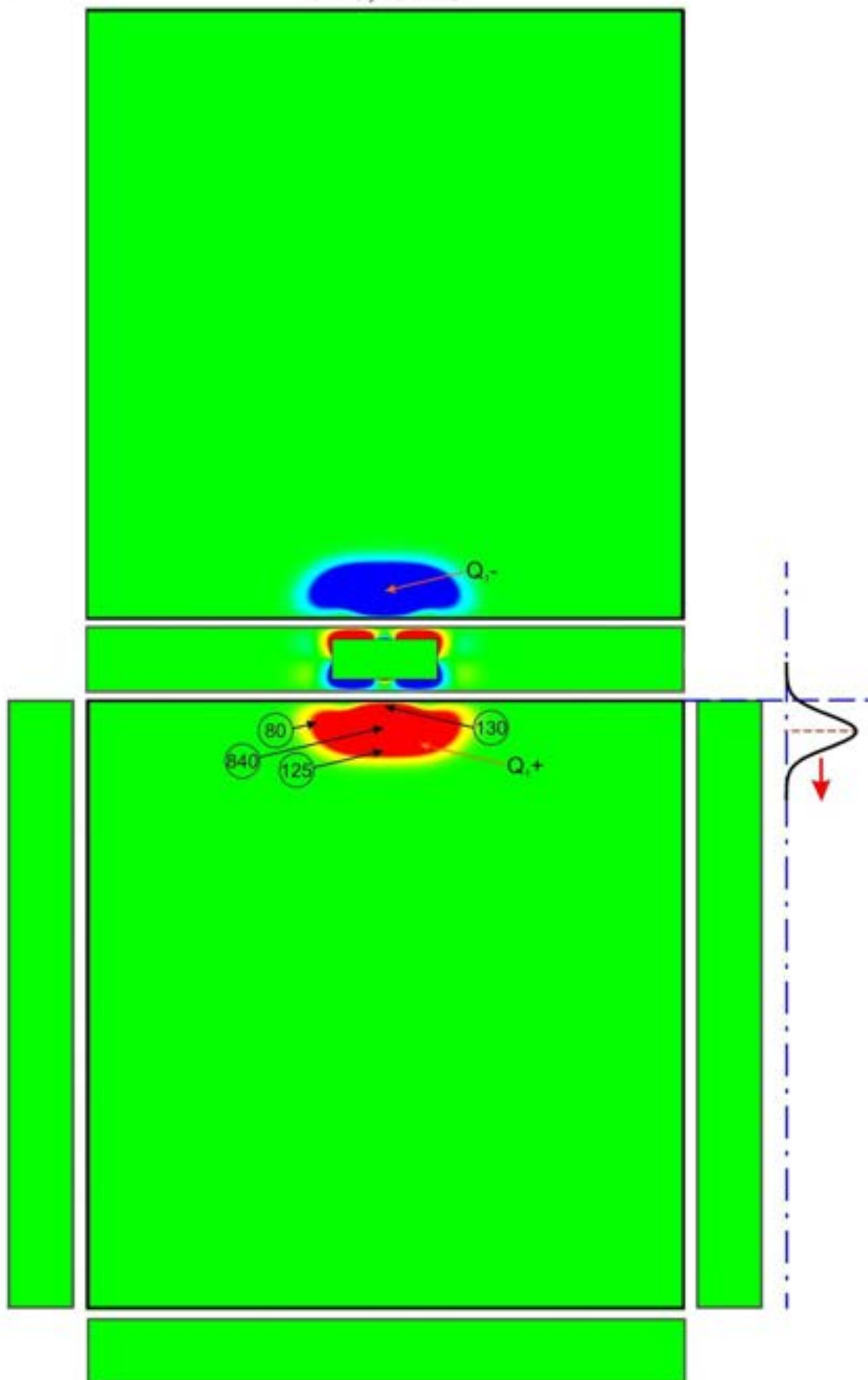
d)

$t = 0,244 \text{ ns}$



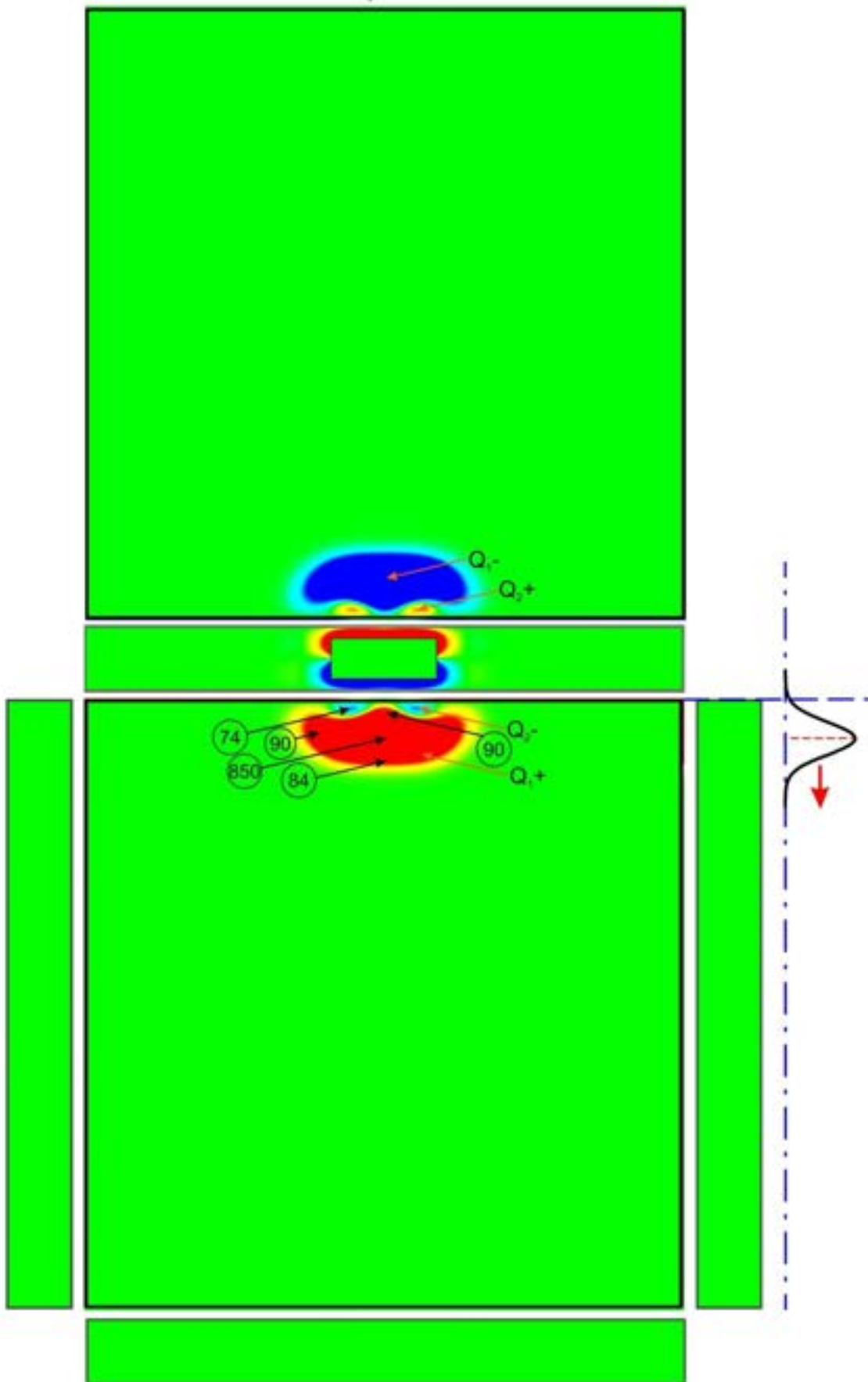
e)

$t = 0,254 \text{ ns}$



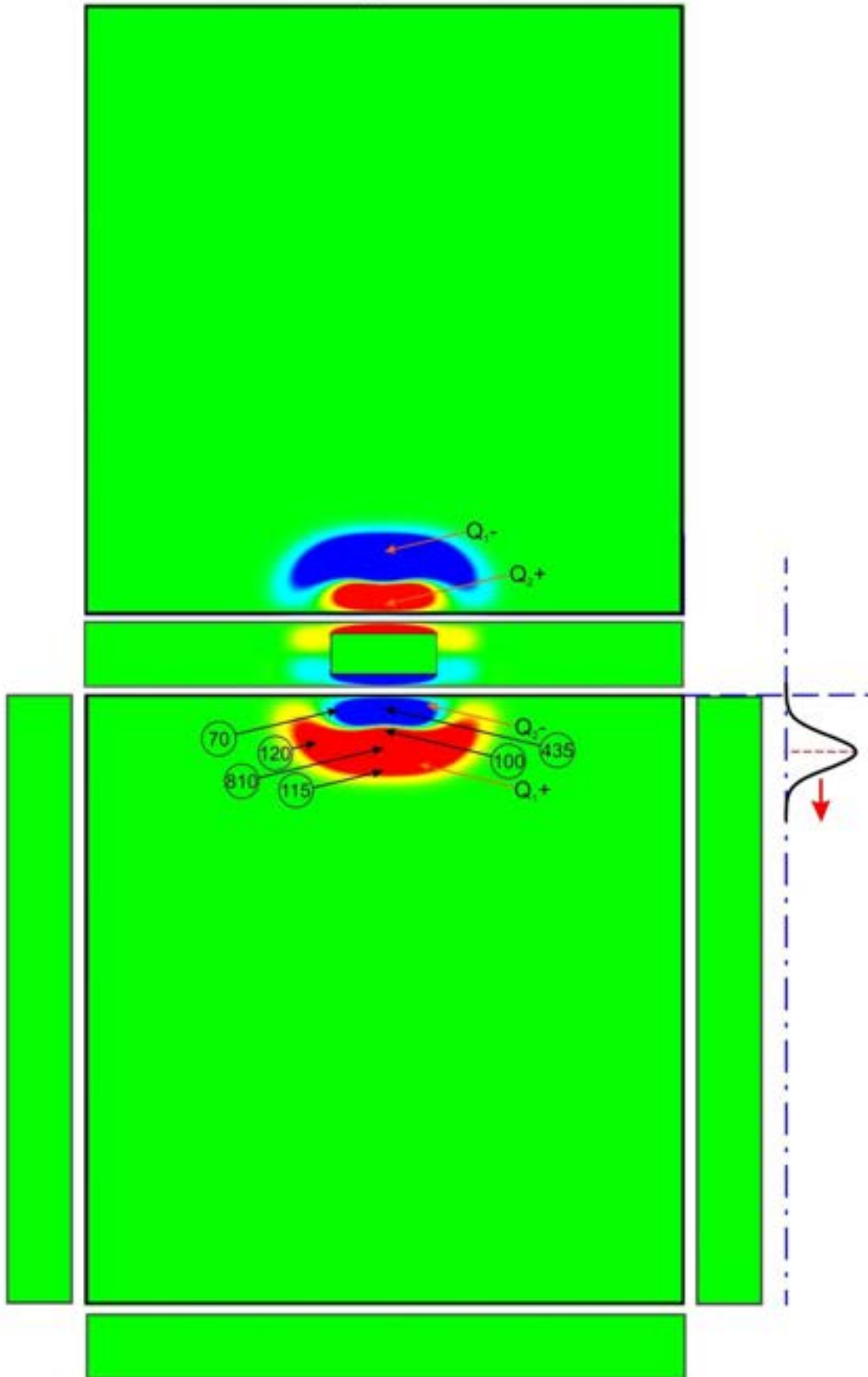
f)

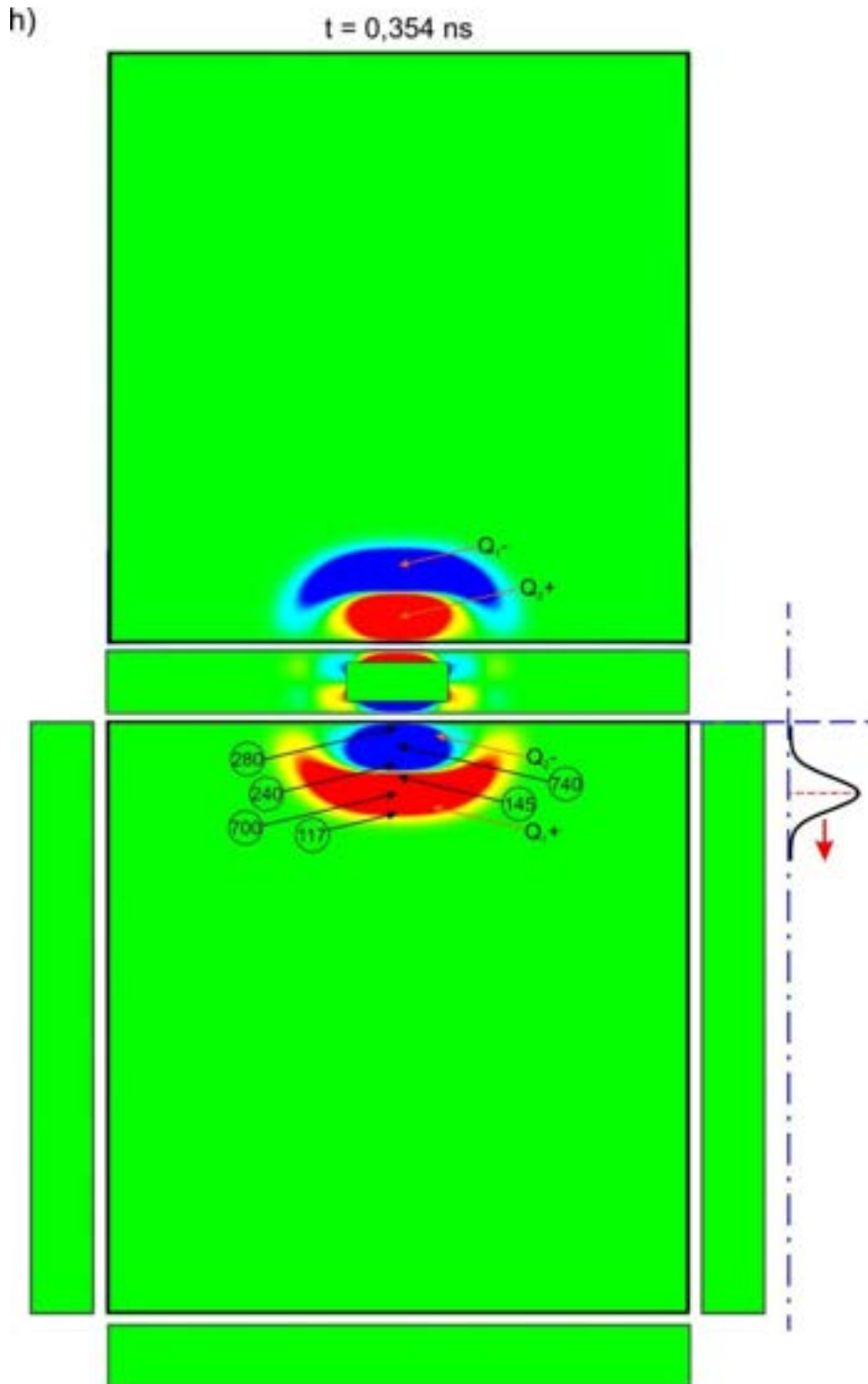
$t = 0,274 \text{ ns}$



g)

$t = 0,314 \text{ ns}$





Rys. 11. Polaryzacja pionowa. Na rysunkach przedstawione są rozkłady modułu składowej normalnej pola elektrycznego E_n na wewnętrznych ścianach obudowy, do którego proporcjonalna jest gęstość powierzchniowa ładunku elektrycznego σ . W okręgach podano wartości modułu składowej normalnej pola elektrycznego w kV/m. Gęstości powierzchniowe ładunku elektrycznego można wyliczyć, korzystając ze wzoru $\sigma_s = \frac{E_n}{\epsilon_0}$, gdzie E_n jest modułem składowej normalnej pola elektrycznego, $\epsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12} \text{ F/m}$ jest przenikalnością elektryczną próżni. Rysunki ilustrują rozwój ładunku elektrycznego na wewnętrznych ścianach obudowy dla wybranych czasów podczas oddziaływania impulsu zaburzającego na przednią ścianę obudowy. Kolorem niebieskim oznaczono wyspy z ujemnym ładunkiem elektrycznym, kolorem czerwonym – wyspy z dodatnim ładunkiem elektrycznym.

Rys. 12f ($t = 0,574$ ns), rys. 12g ($t = 0,634$ ns) i rys. 12h ($t = 0,794$ ns) ilustrują proces formowania się trzeciej pary obszarów komplementarnych ładunków elektrycznych Q_{3+} i Q_{3-} . Rys. 12i ($t = 0,830$ ns) dokumentuje moment odłączenia się tej pary obszarów komplementarnych ładunków od przedniej ściany obudowy. W momencie ich odłączenia się od przedniej ściany obudowy wartości modułu natężenia pola elektrycznego w środkach obszarów komplementarnych ładunków wynosi 130 kV/m.

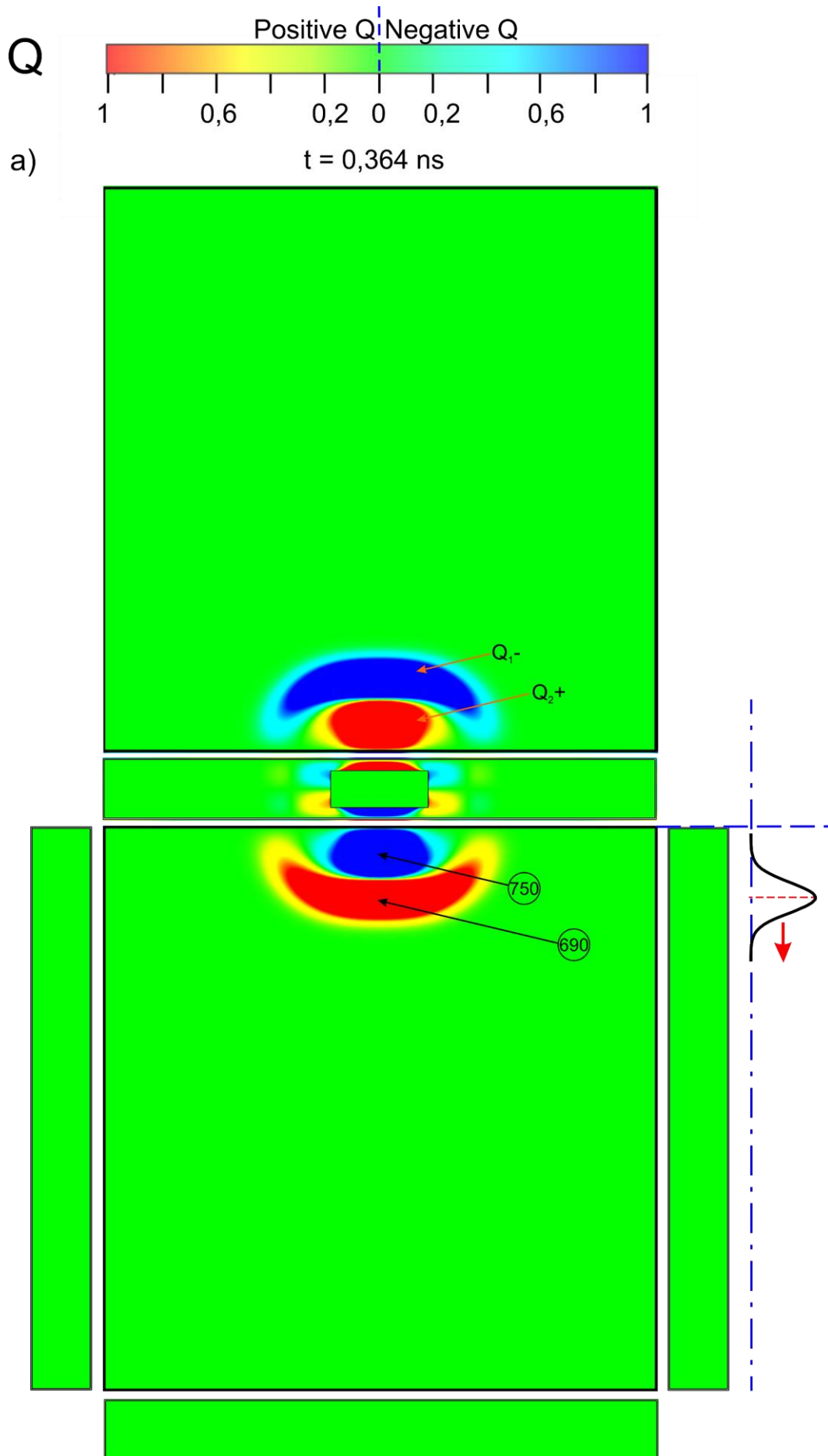
Na rys. 12i ($t = 0,830$ ns) widać trzy pary obszarów komplementarnych ładunków elektrycznych Q_{1+} i Q_{1-} , Q_{2+} i Q_{2-} oraz Q_{3+} i Q_{3-} , odłączone od przedniej ściany i poruszające się w kierunku tylnej ściany obudowy. Podobnie jak w przypadku omawianej już pary obszarów komplementarnych ładunków elektrycznych Q_{1+} i Q_{1-} (rys. 11f), razem z parami obszarów komplementarnych ładunków elektrycznych Q_{2+} i Q_{2-} oraz Q_{3+} i Q_{3-} w kierunku tylnej ściany obudowy poruszają się także strukturalnie przestrzenne fale elektryczne istniejące między tymi obszarami ładunków elektrycznych. Struktury te tworzą trzy fale elektryczne, opisane w podrozdziale 6.1 jako fale pierwotne P1, P2 i P3 (rys. 6Ef i 6Eg oraz 7Ef i 7Eg) o kształcie niepełnych pierścieni o przekroju podłużnym podobnym do sierpa Księżycy i prostokątnym przekroju poprzecznym. Ich podstawami są obszary zajmowane przez odpowiednie pary komplementarnych ładunków elektrycznych Q_{1+} i Q_{1-} , Q_{2+} i Q_{2-} oraz Q_{3+} i Q_{3-} . Jak wynika z powyższego, analiza zachowania się par obszarów komplementarnych ładunków elektrycznych na wewnętrznych powierzchniach obudowy umożliwia opisanie morfologii fal pierwotnych, powstających we wnętrzu obudowy.

Przedstawione na rys. 12i ($t = 0,830$ ns) pary obszarów komplementarnych ładunków elektrycznych Q_{1+} i Q_{1-} oraz Q_{2+} i Q_{2-} związane z pierwszą i drugą falą pierwotną pola elektrycznego (P1 i P2) są już w tym momencie na tyle rozwinięte, że ich skrzydła docierają do wewnętrznych powierzchni bocznych ścian obudowy. Wskutek oddziaływania pola elektrycznego skrzydeł fal pierwotnych P1 i P2 ze ścianami bocznymi pojawiają się na ścianach bocznych obszary dodatniego i ujemnego ładunku elektrycznego, nazwane ze względu na swój kształt parami „wysp” komplementarnych ładunków elektrycznych. Gęstość powierzchniowa ładunku elektrycznego tych wysp jest mała. Jest ona około 10 000 razy mniejsza niż gęstość powierzchniowa ładunków par obszarów komplementarnych ładunków elektrycznych Q_{1+} i Q_{1-} , Q_{2+} i Q_{2-} oraz Q_{3+} i Q_{3-} .

Z upływem czasu skrzydła fal pierwotnych P1, P2 i P3 propagujących w stronę tylnej ściany obudowy oddziałują coraz aktywniej ze ścianami bocznymi, powodując przemieszczanie się przy ich powierzchniach elektronów swobodnych i powstawanie nowych par wysp komplementarnych ładunków elektrycznych (rys. 12j, $t = 1,200$ ns).

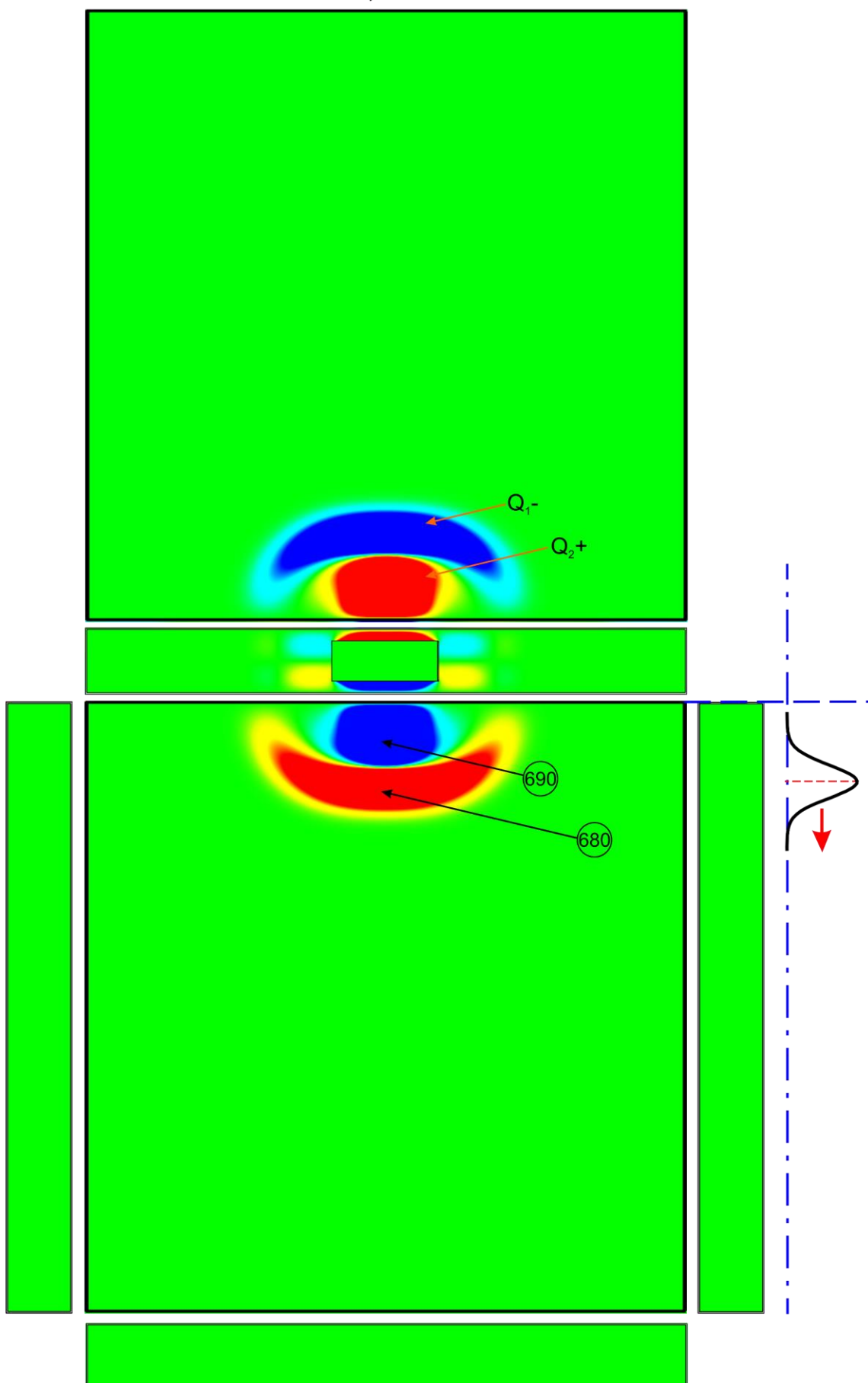
W chwili $t = 1,700$ ns (rys. 12k), w momencie dotarcia pierwszej fali pierwotnej P1 do tylnej ściany obudowy, można zauważyć oprócz dużej liczby nowych par obszarów komplementarnych ładunków elektrycznych na ścianach bocznych także „wyspę” ładunku elektrycznego na tylnej ścianie obudowy.

Warto zauważyć, że po odbiciach skrzydeł fal pierwotnych P1, P2 i P3 od ścian bocznych (tj. po czasie około $t = 1$ ns) i powstaniu fal wtórnych S1, S2 i S3 (podrozdział 6.1, rys. 6Ei-6Ek oraz 7Ei-7Ek), na powierzchniach wewnętrznych dolnej i górnej ściany obudowy powstają pary obszarów komplementarnych ładunków elektrycznych (rys. 12j i 12k) o ścisłej korelacji z odpowiednimi falami wtórnymi przedstawionymi w podrozdziale 6.1.



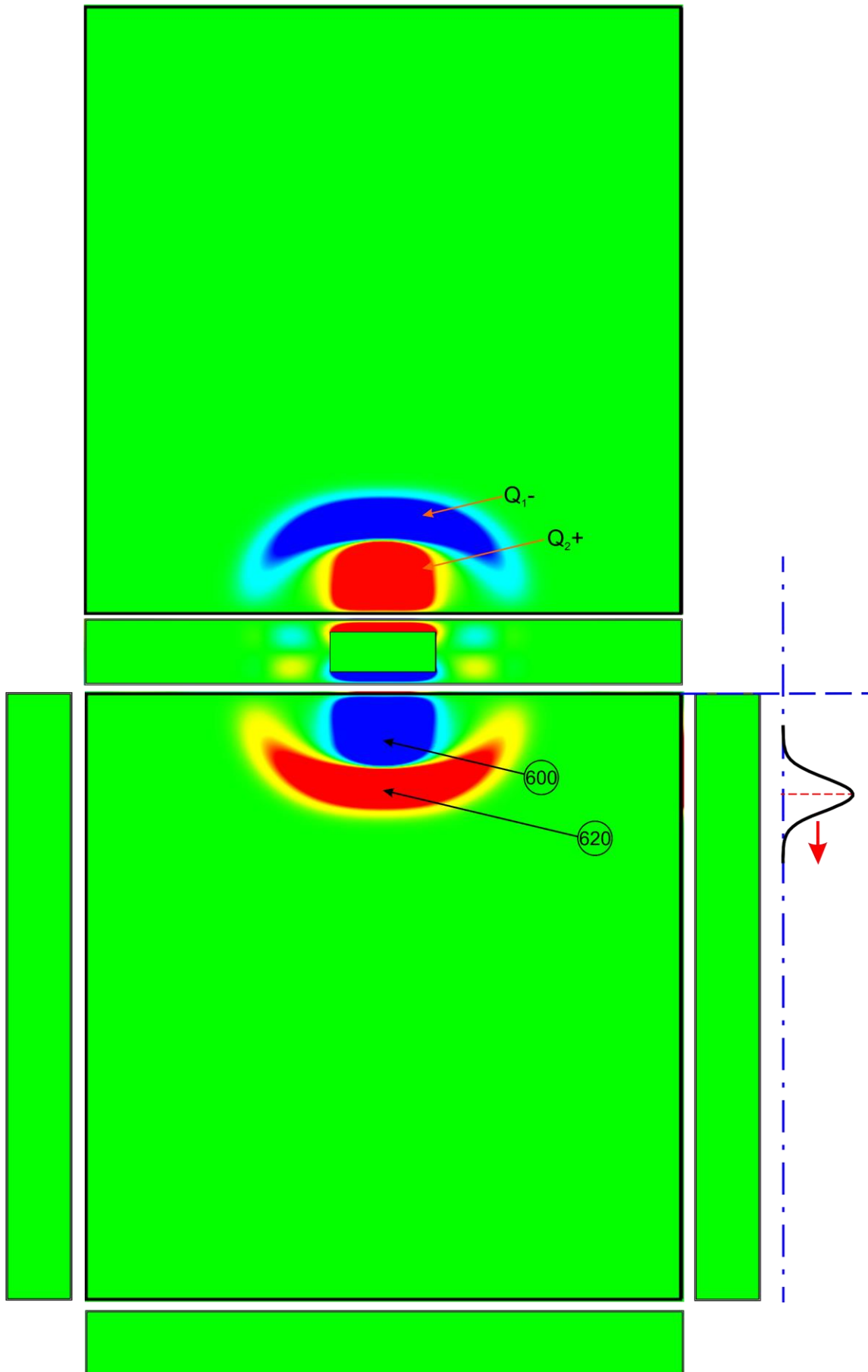
b)

$t = 0,384 \text{ ns}$



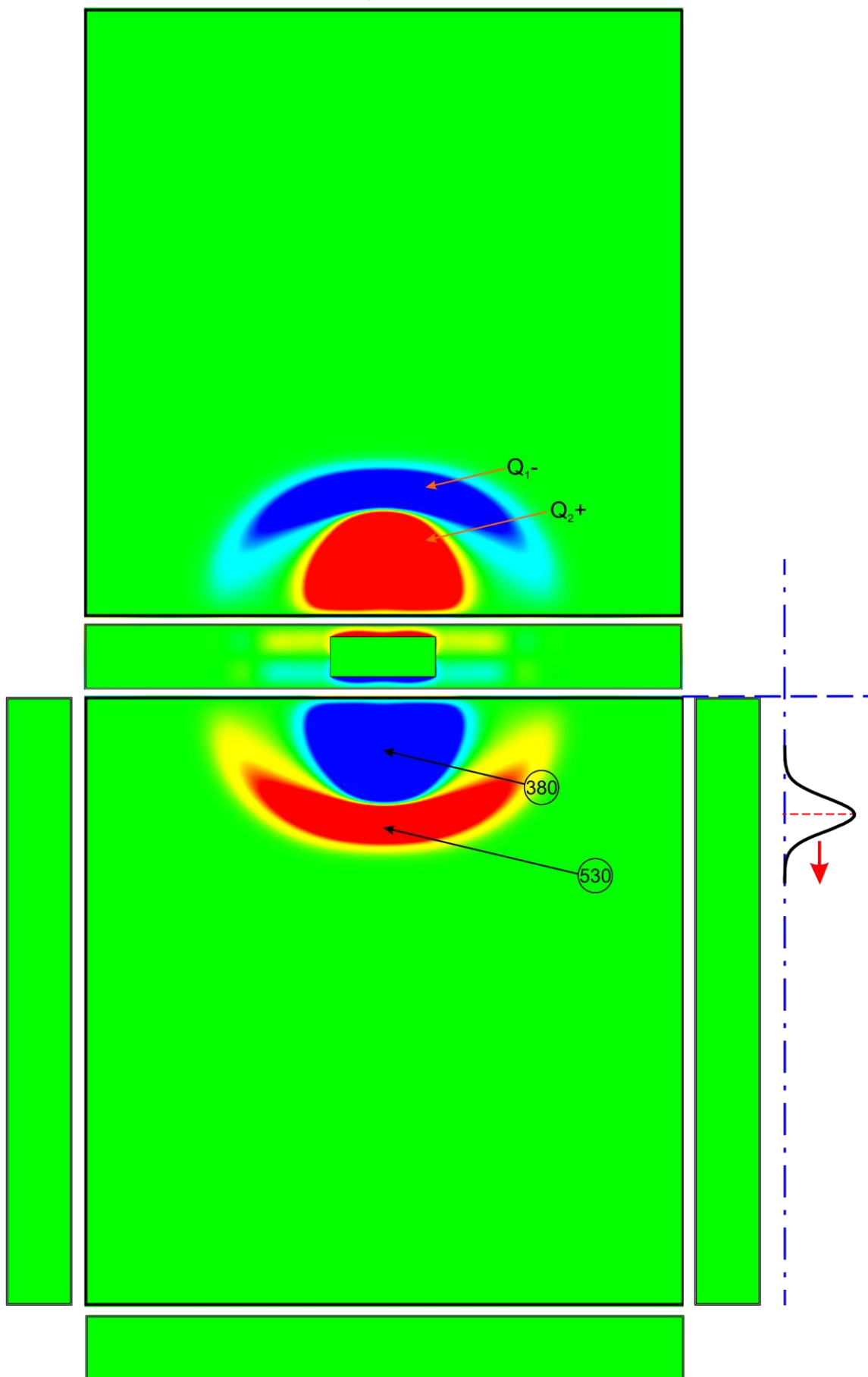
c)

$t = 0,404 \text{ ns}$



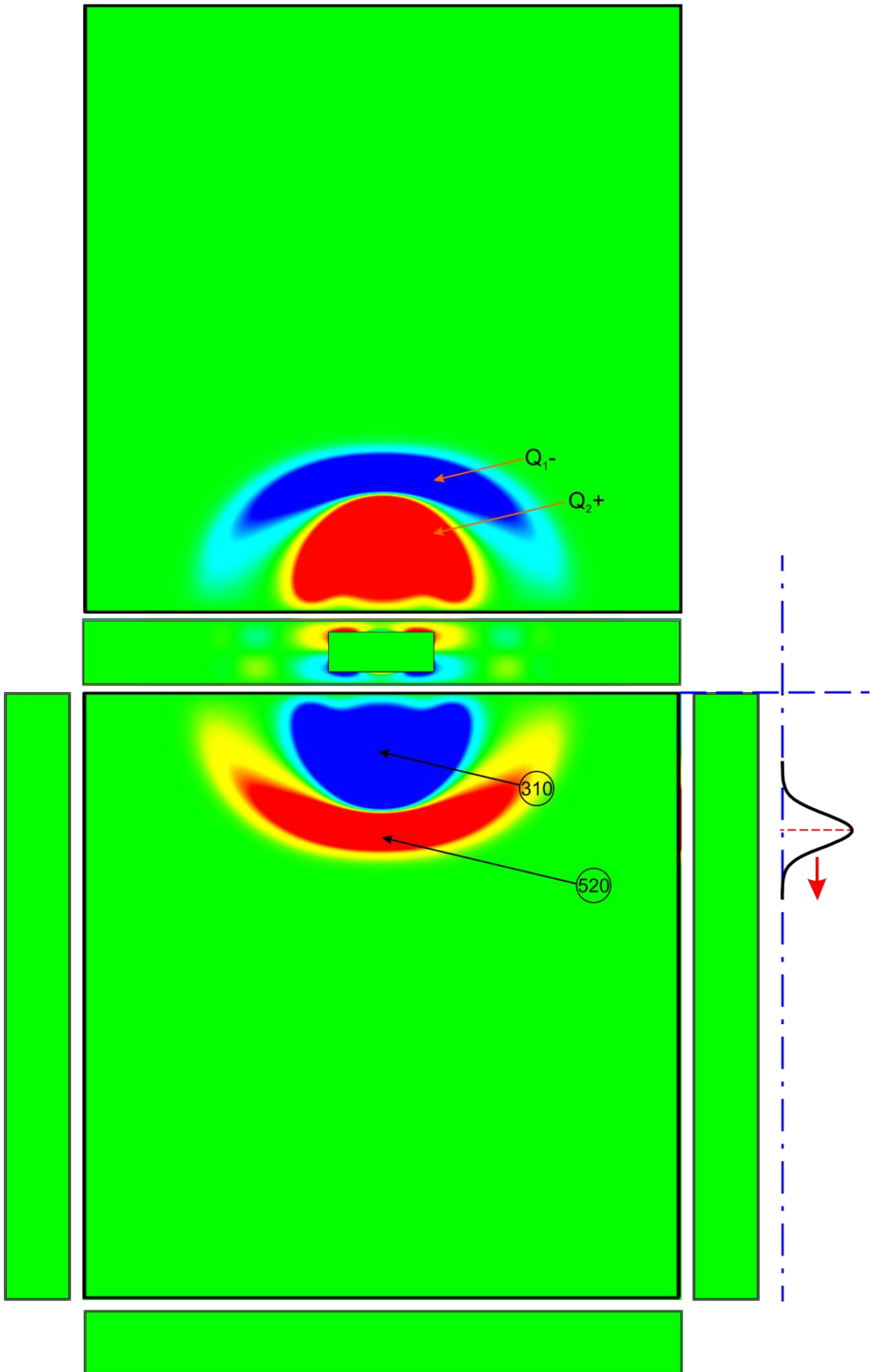
d)

$t = 0,494 \text{ ns}$



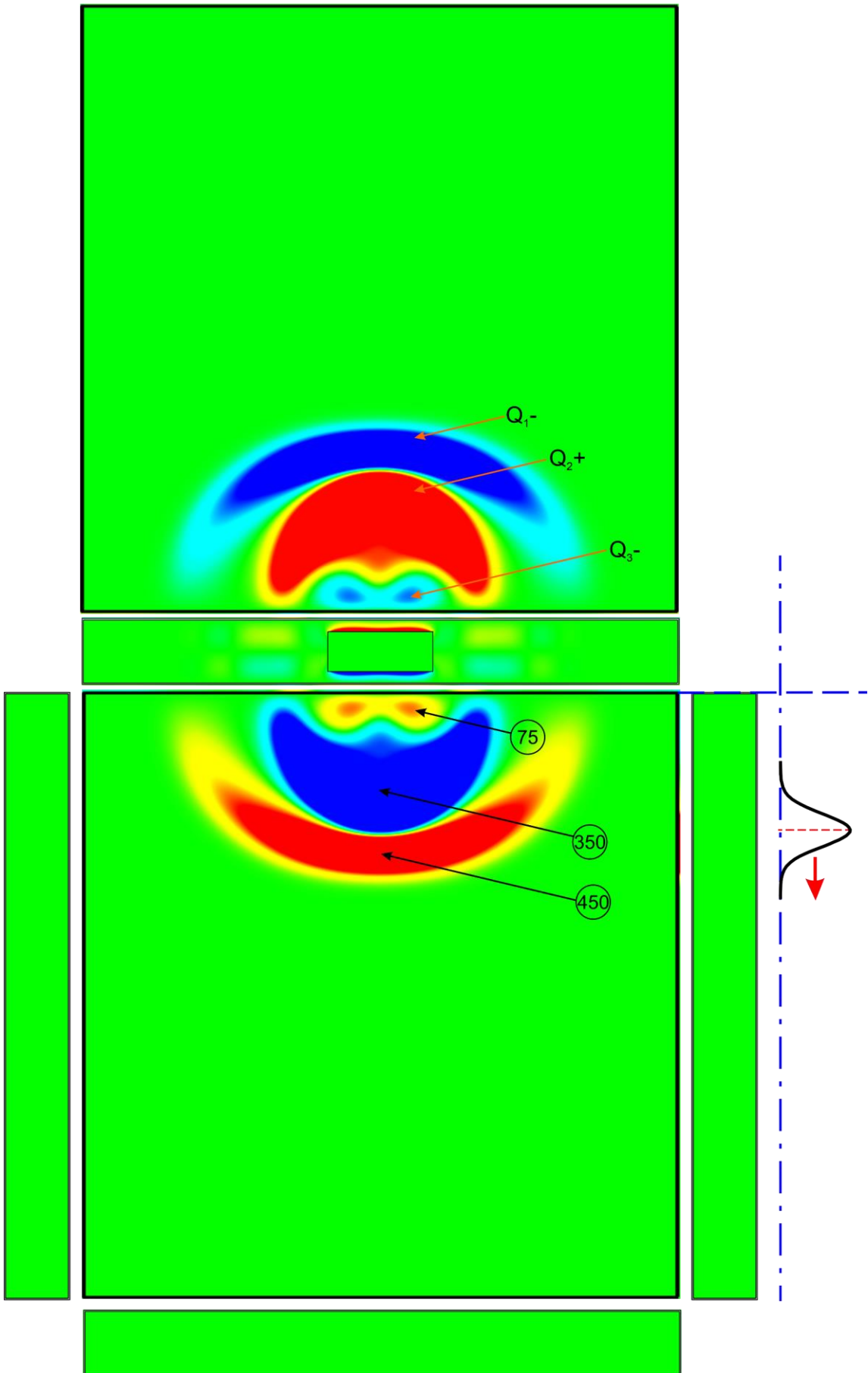
e)

$t = 0,514 \text{ ns}$



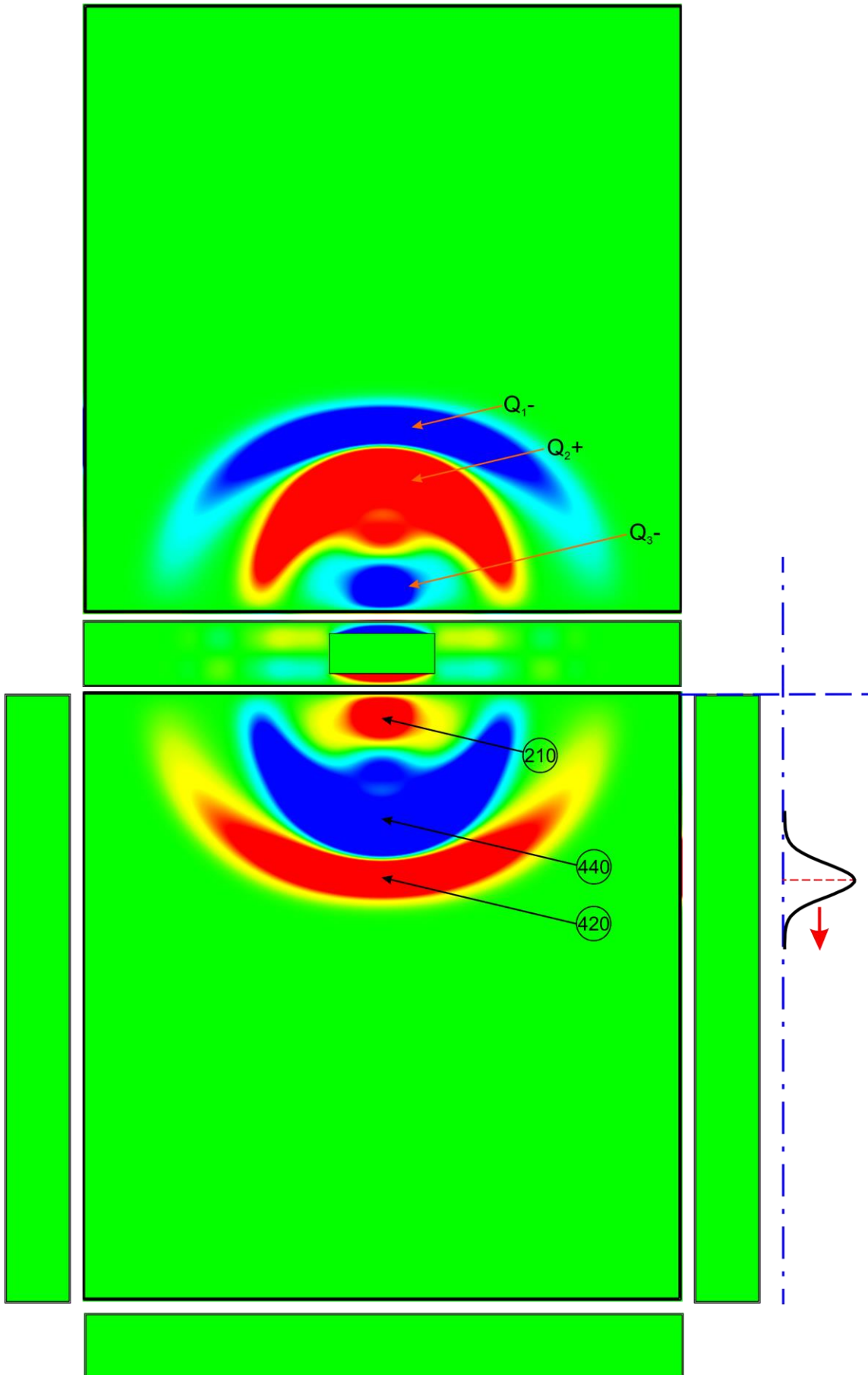
f)

$t = 0,574 \text{ ns}$



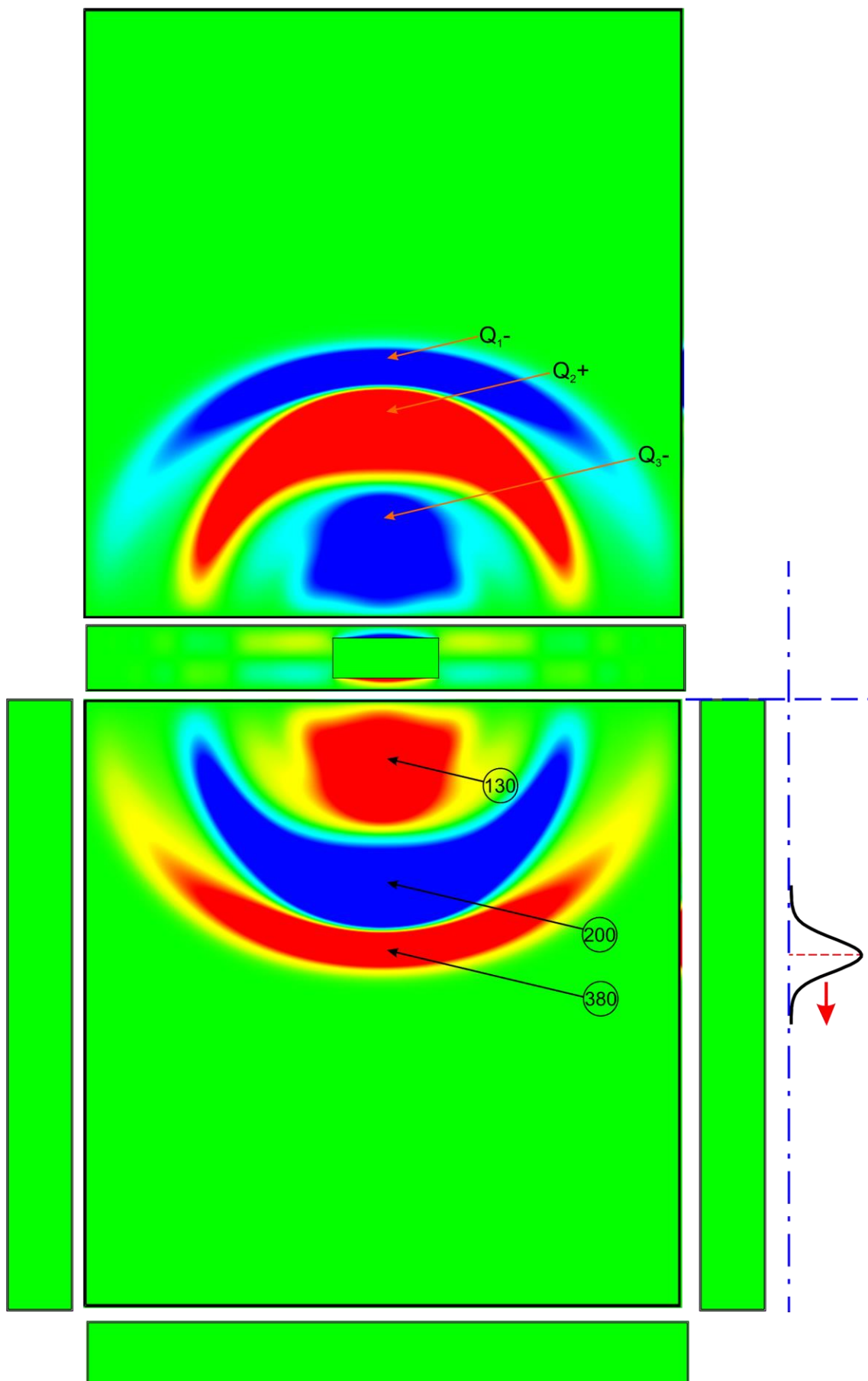
g)

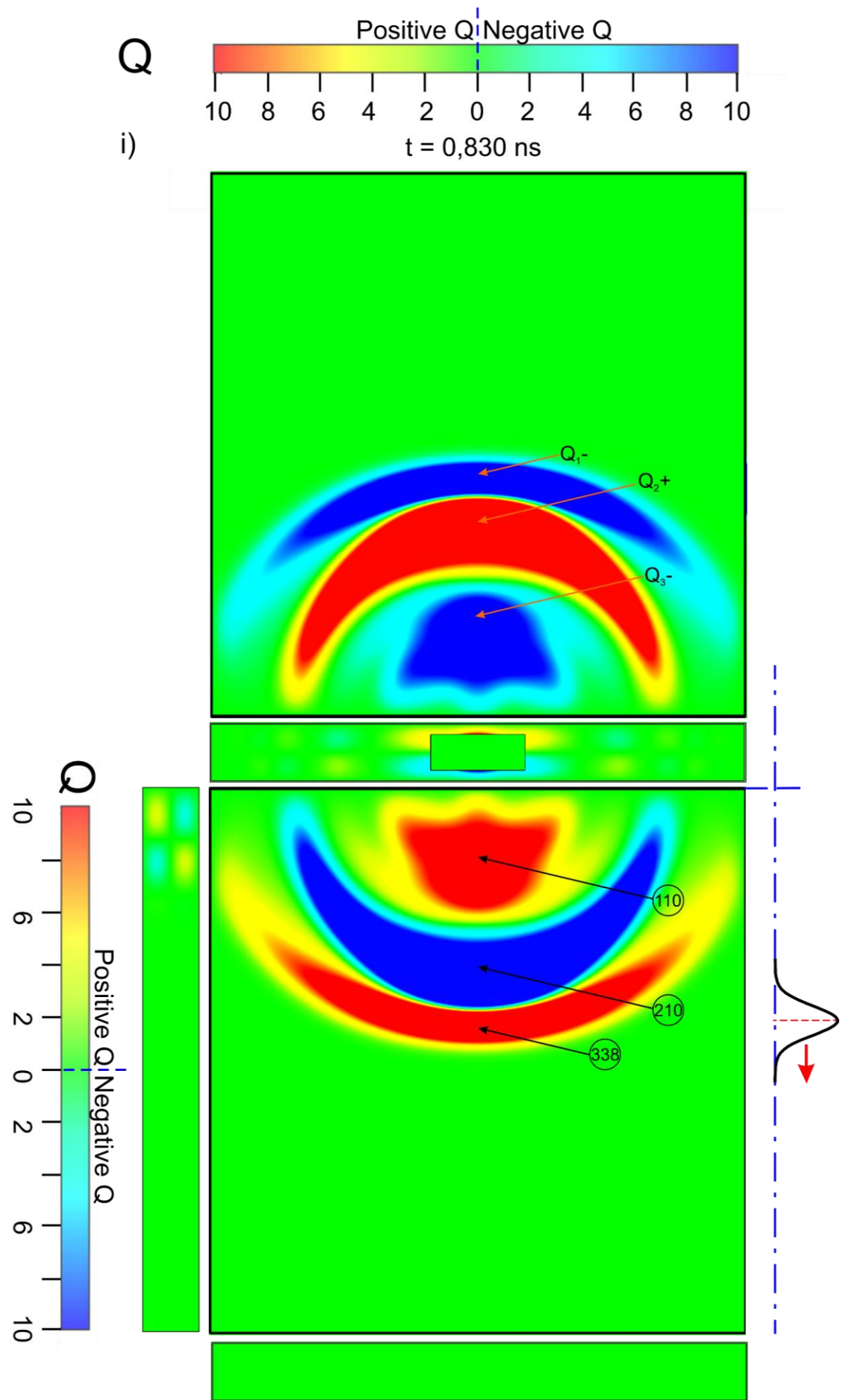
$t = 0,634 \text{ ns}$

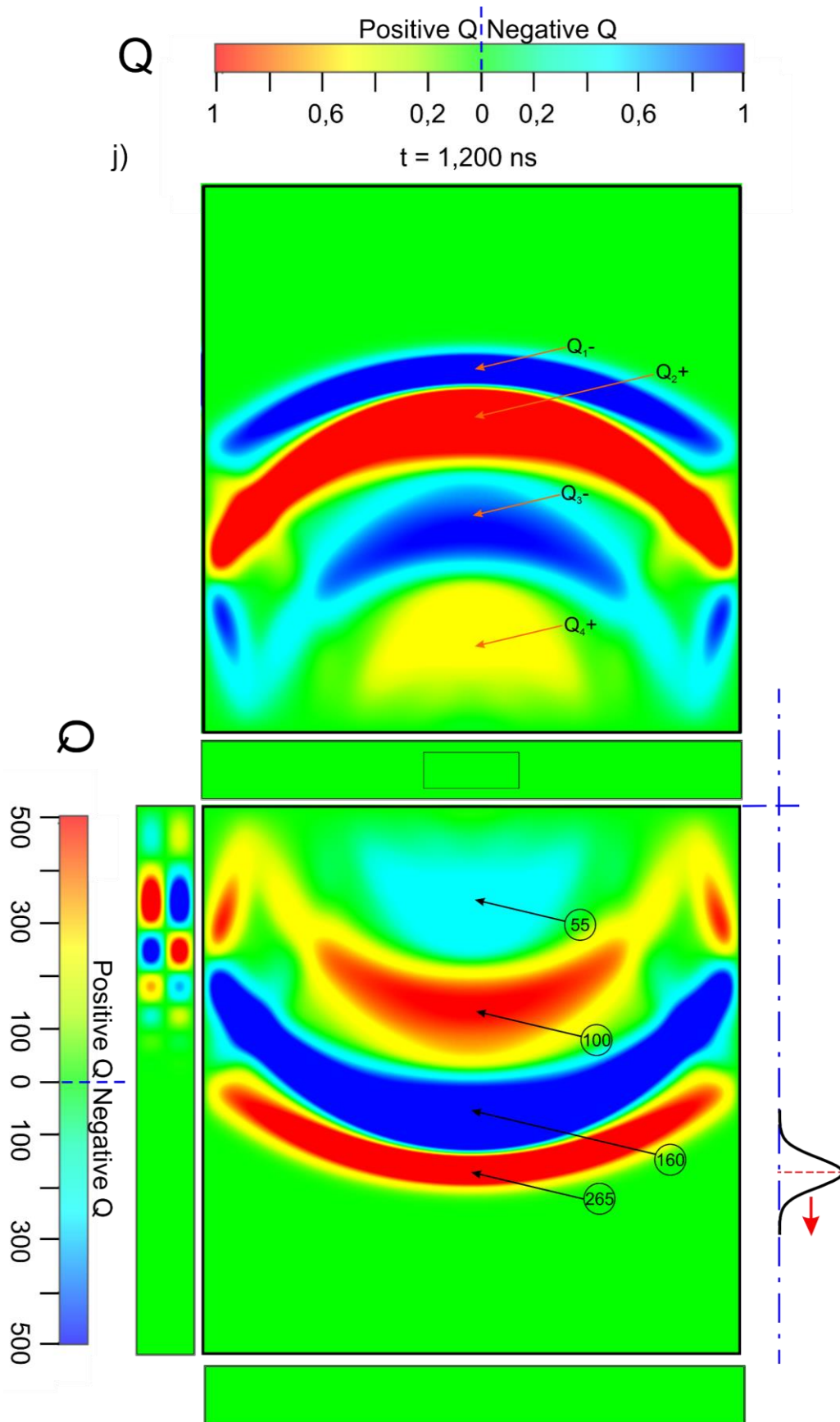


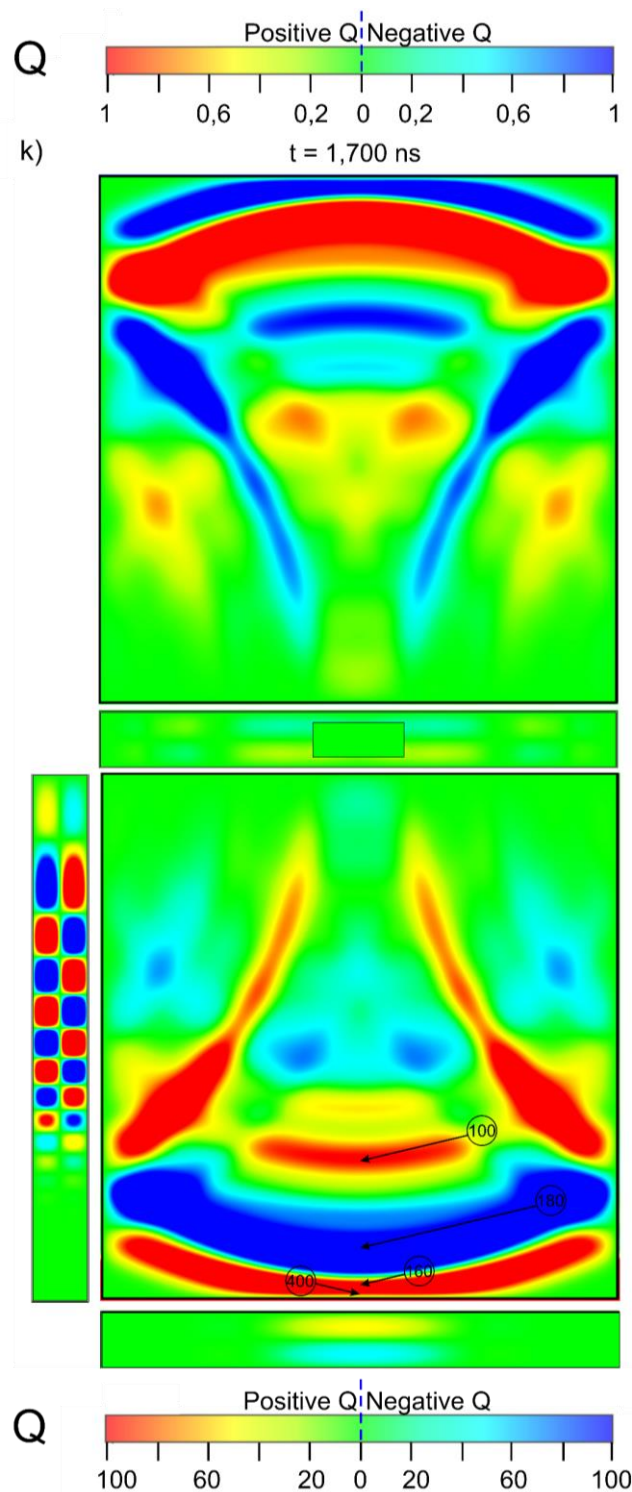
h)

$t = 0,794 \text{ ns}$









Rys. 12. Polaryzacja pionowa. Na rysunkach przedstawione są rozkłady modułu składowej normalnej pola elektrycznego E_n na wewnętrznych ścianach obudowy, do którego proporcjonalna jest gęstość powierzchniowa ładunku elektrycznego σ . W okręgach podano wartości modułu składowej normalnej pola elektrycznego w kV/m. Gęstości powierzchniowe ładunku elektrycznego można wyliczyć, korzystając ze wzoru $\sigma_s = \frac{E_n}{\epsilon_0}$, gdzie E_n jest modułem składowej normalnej pola elektrycznego, $\epsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12}$ F/m jest przenikalnością elektryczną próżni. Rysunki ilustrują rozwój ładunku elektrycznego na wewnętrznych ścianach obudowy dla wybranych czasów podczas oddziaływania impulsu zaburzającego na przednią ścianę obudowy. Kolorem niebieskim oznaczono wyspy z ujemnym ładunkiem elektrycznym, kolorem czerwonym – wyspy z dodatnim ładunkiem elektrycznym.

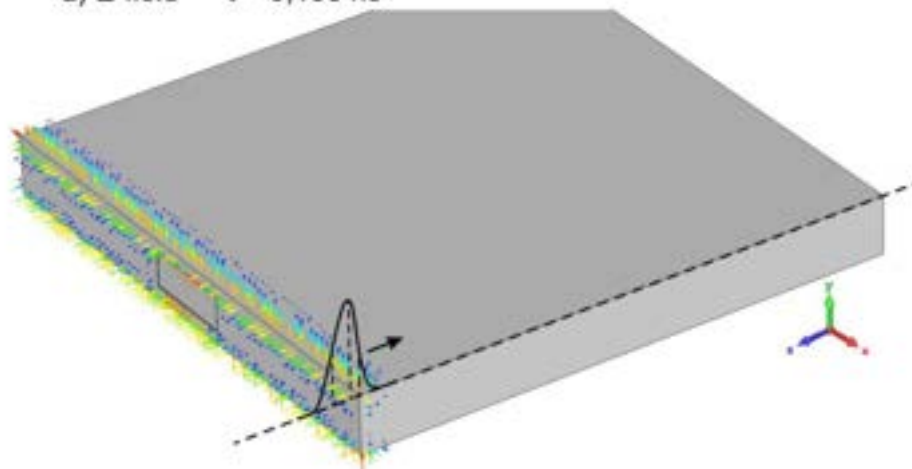
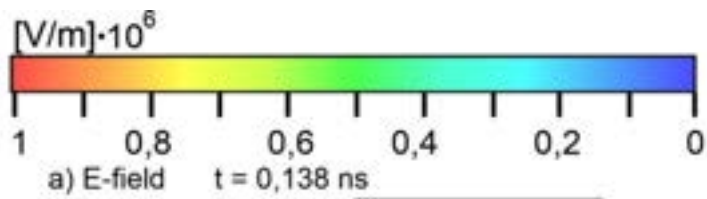
Na rys. 12j i 12k na powierzchniach dolnej i górnej ściany obudowy oprócz par obszarów komplementarnych ładunków elektrycznych Q_{1+} i Q_{1-} , Q_{2+} i Q_{2-} oraz Q_{3+} i Q_{3-} widać pary obszarów komplementarnych ładunków elektrycznych związane z powstawaniem fal wtórnych S1, S2 i S3 we wnętrzu obudowy (podrozdział 6.1, rys. 6Ei-6Ek oraz 7Ei-7Ek).

6.3. Rozkłady pola elektrycznego i pola magnetycznego, ładunku elektrycznego oraz prądu powierzchniowego na zewnętrznych powierzchniach obudowy

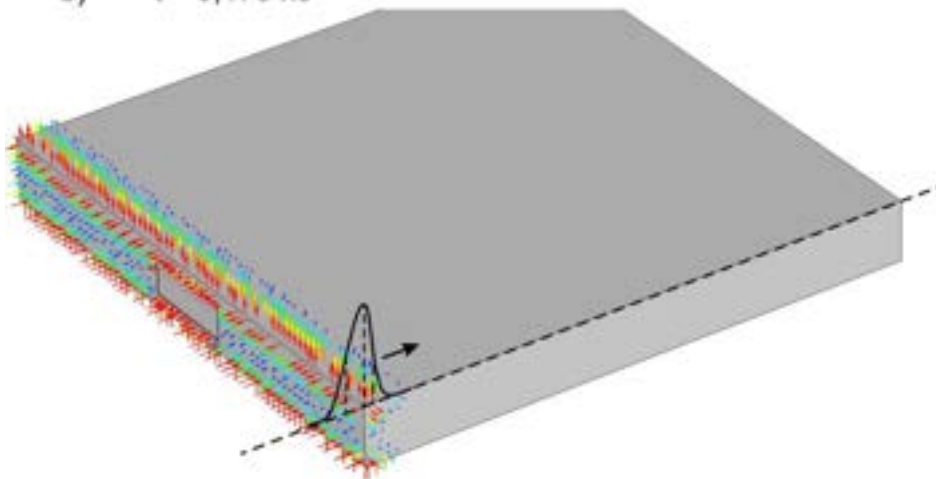
6.3.1. Pole elektryczne normalne do zewnętrznych powierzchni obudowy

Rozkłady pól wektorowych składowej normalnej natężenia pola elektrycznego na zewnętrznych powierzchniach (metalowej) obudowy przedstawione są na rys. 13a-13h dla kilku czasów wybranych z przedziału czasowego, w którym impuls zaburzający przemieszcza się od przedniej ściany obudowy na odległość równą około 75% długości obudowy. Jak już wiadomo, że z rozkładów tych można także wyznaczyć rozkłady gęstości powierzchniowej ładunku elektrycznego na wewnętrznych ścianach obudowy. Odpowiednie rozkłady gęstości powierzchniowej ładunku elektrycznego są przedstawione w podrozdziale 6.3.3.

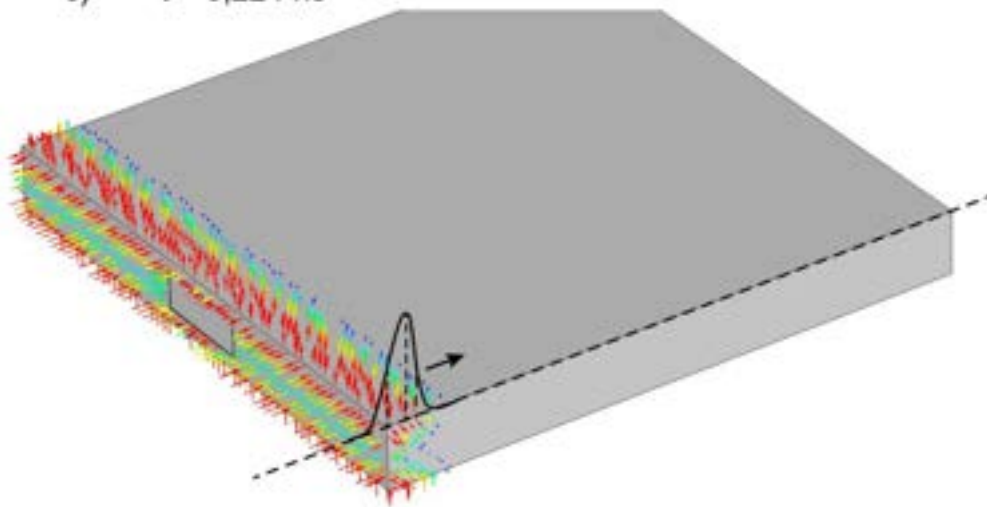
Jak widać na rysunkach 13a-13h (szczególnie 13g₁), na górnej powierzchni ścianie obudowy od lewej do prawej ściany bocznej rozciąga się wąski „pas” wektorów pola elektrycznego o poprzecznym profilu gaussowskim impulsu zaburzającego, skierowanych w kierunku +y (prostopadle do górnej ściany). Pas ten przemieszcza się w kierunku -z, zgodnie z kierunkiem ruchu impulsu zaburzającego. Rozkład składowej normalnej pola elektrycznego jest symetryczny względem płaszczyzny $y = 0$ (płaszczyzna dzieląca obudowę na połowy: górną i dolną). Na dolnej ścianie obudowy tworzy się „zwierciadlany pas” pola elektrycznego o poprzecznym profilu gaussowskim, z wektorami pola elektrycznego skierowanymi w kierunku +y (na rys. 14 pokazany jest typowy przykład, $t = 0,830$ ns). Z kierunku wektorów składowej normalnej pola elektrycznego w pasie na górnej ścianie obudowy (od powierzchni metalowej) wynika, że pas ten jest zubożony w elektrony swobodne w stosunku do obszarów sąsiadujących. Inaczej mówiąc, ładunek elektryczny w obszarze pasa jest dodatni. Natomiast kierunek składowej normalnej pola elektrycznego (do powierzchni metalowej) w zwierciadlanym pasie na dolnej ścianie obudowy sugeruje, że w tym pasie zgromadziły się elektrony swobodne, co znaczy, że ładunek elektryczny pasa jest ujemny. Jest to zgodne z przyjętą w elektromagnetyzmie umową, która mówi, że linie sił pola elektrycznego zaczynają się na ładunkach dodatnich a kończą na ładunkach ujemnych.



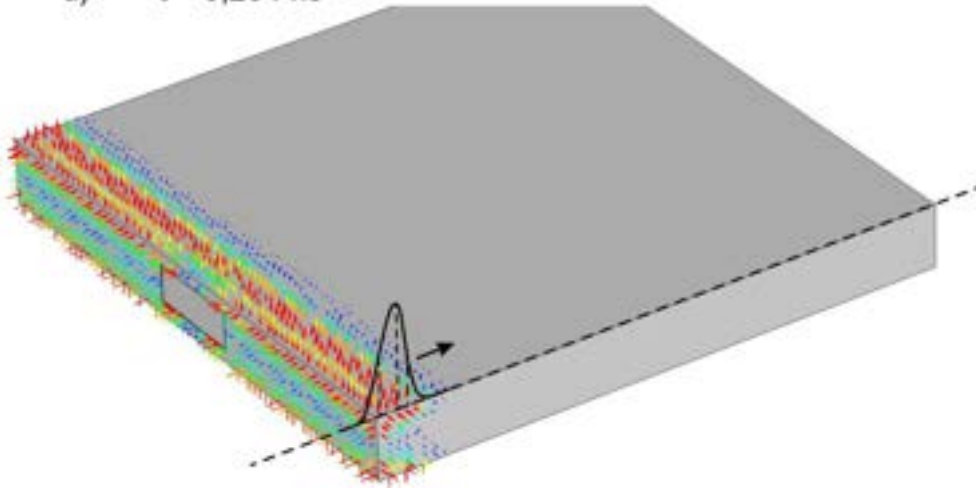
b) $t = 0,178 \text{ ns}$



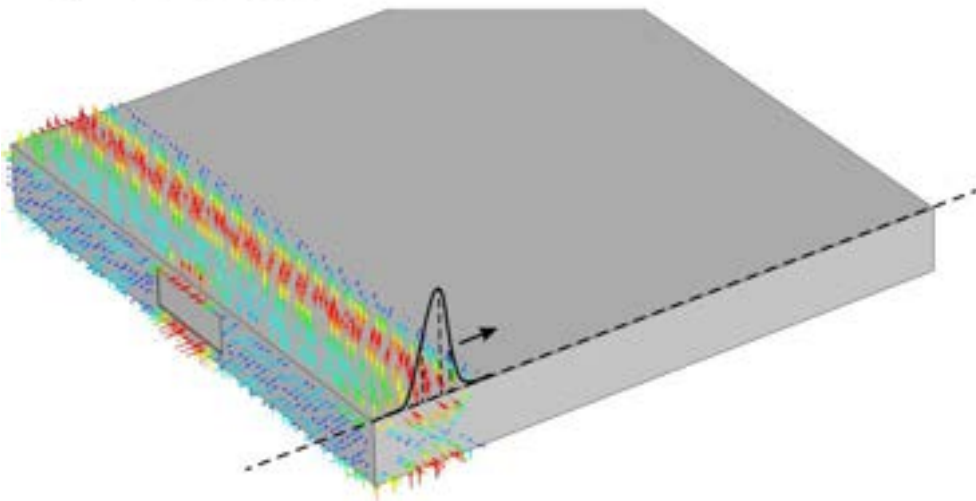
c) $t = 0,224 \text{ ns}$



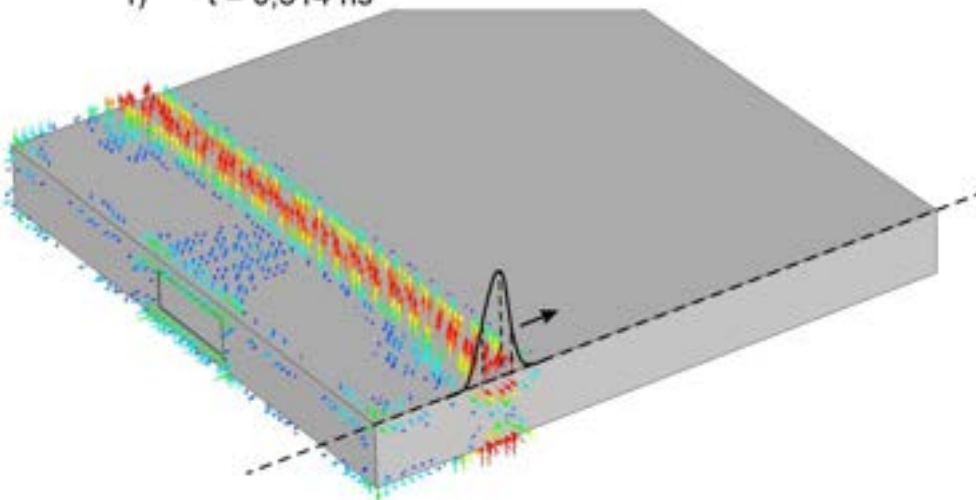
d) $t = 0,254 \text{ ns}$

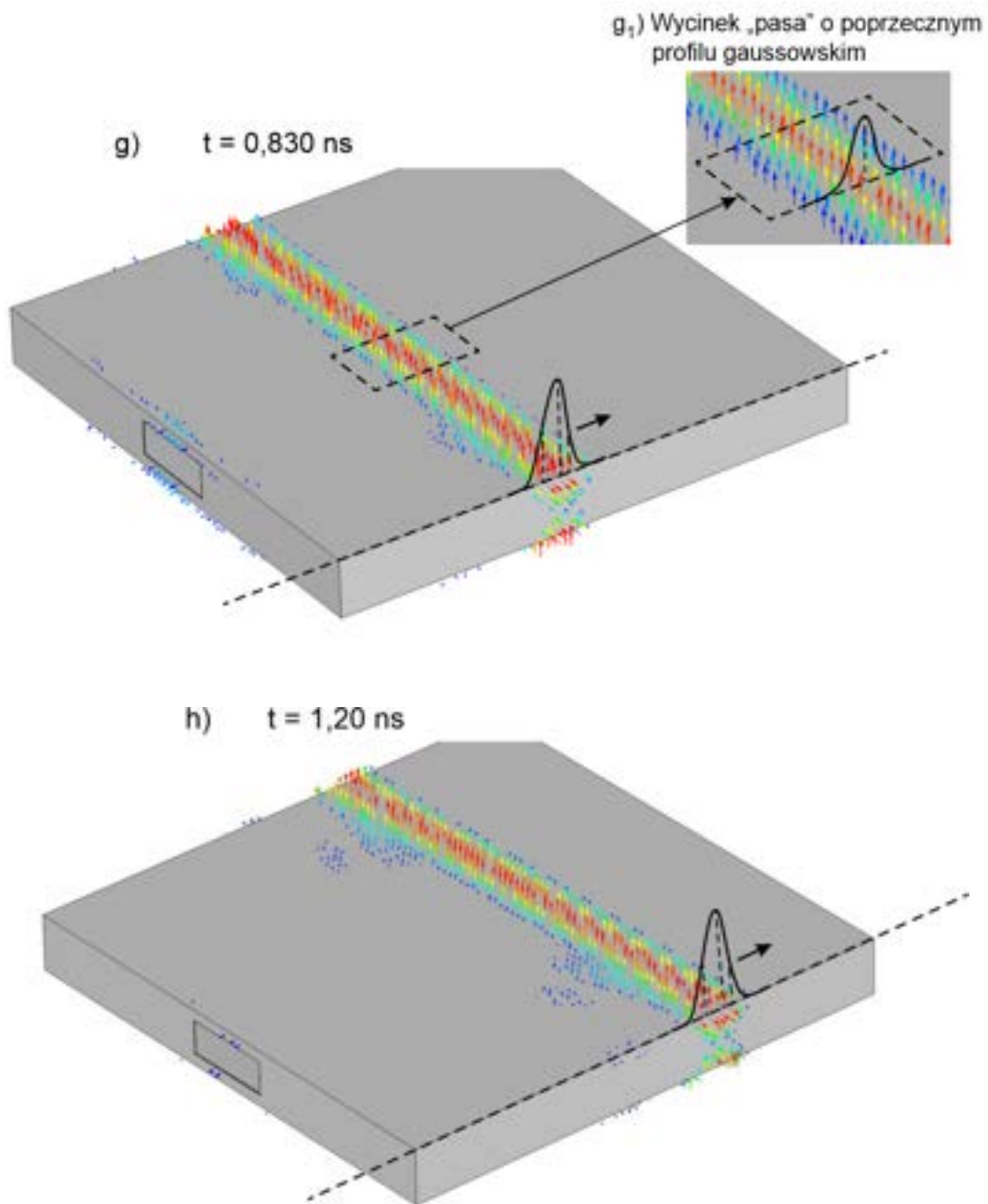


e) $t = 0,350 \text{ ns}$

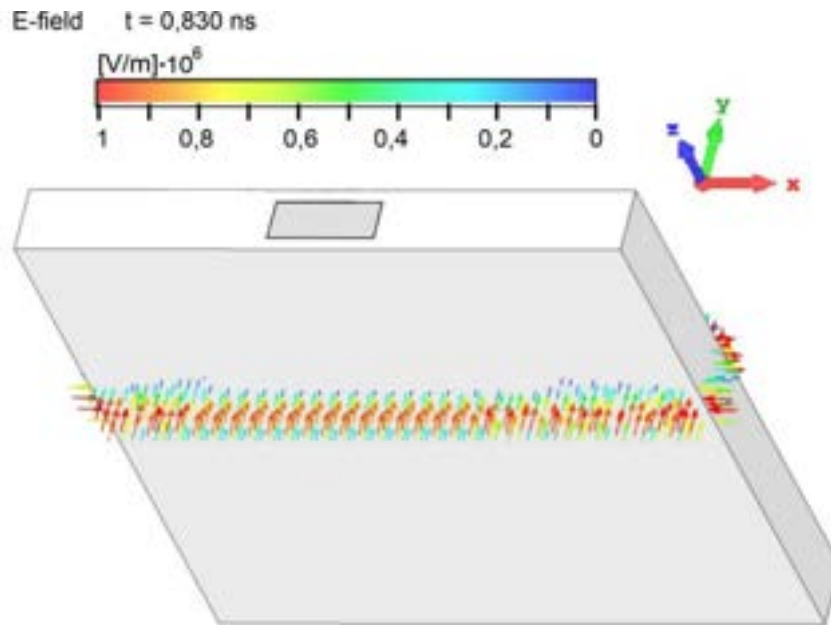


f) $t = 0,514 \text{ ns}$





Rys. 13. Polaryzacja pionowa. Rozkłady składowej normalnej pola elektrycznego na zewnętrznych ścianach obudowy ekranującej dla wybranych czasów podczas propagacji impulsu zaburzającego od przedniej ściany w głąb obudowy. Na rysunkach zaznaczono aktualną pozycję impulsu zaburzającego.



Rys. 14. Polaryzacja pionowa. Rozkład składowej normalnej natężenia pola elektrycznego na zewnętrznej powierzchni dolnej ściany obudowy w chwili $t = 0,830$ ns.

W chwili $t = 0,138$ ns (rys. 13a), tzn., kiedy czoło impulsu zaburzającego o wartości połowy maksymalnej amplitudy impulsu mija przednią ścianę obudowy, największe wartości składowej normalnej pola elektrycznego występują na dolej i górnej krawędzi przedniej ściany obudowy, dolnej i górnej krawędzi otworu oraz na rogach przedniej ściany (orientacyjne wartości natężenia pola elektrycznego można odczytać ze skali barw). Są to miejsca na obudowie, w których promień krzywizny powierzchni obudowy jest mały (lub nawet ekstremalnie mały). Jak wspomniano wcześniej, jest to zjawisko znane w elektrostatyce: w obiektach metalowych pod wpływem zewnętrznego pola elektrycznego następuje migracja elektronów swobodnych, które głównie gromadzą się na powierzchni metali w miejscach o małych promieniach krzywizny. W chwili $t = 0,138$ ns warto wyróżnić na metalowej powierzchni przedniej ściany „ciągłe” obszary rozciągające się od jej lewej krawędzi obudowy do lewej krawędzi otworu i od prawej krawędzi otworu do prawej krawędzi obudowy w pobliżu płaszczyzny $y = 0$, w których natężenie pola elektrycznego wynosi praktycznie zero. Jest to zgodne z warunkami granicznymi obowiązującymi dla impulsu zaburzającego odbijającego się w tym momencie od ciągłego fragmentu przedniej ściany obudowy.

W miarę zbliżania się maksimum impulsu zaburzającego do płaszczyzny przedniej ściany, natężenie składowej normalnej pola rośnie, szczególnie w miejscach o małych krzywiznach powierzchni. W chwili $t = 0,178$ ns (rys. 13b), kiedy maksimum amplitudy impulsu zaburzającego prawie mija przednią ścianę obudowy, składowa normalna pola elektrycznego na przedniej ścianie obudowy osiąga swoje największe wartości,

w szczególności na dolnej i górnej krawędzi przedniej ściany obudowy oraz dolnej i górnej krawędzi otworu (wyjaśnienie: maksimum amplitudy impulsu znajduje się dokładnie w płaszczyźnie przedniej ściany obudowy w chwili $t = 0,1779$ ns).

W chwili $t = 0,224$ ns (rys. 13c) opadający tył impulsu zaburzającego o natężeniu równym połowie maksimum amplitudy impulsu znajduje się w płaszczyźnie przedniej ściany. W tym momencie korelacja między impulsem zaburzającym przemieszczającym się w kierunku $-z$ a przesuwanym się pasem gaussowskim składowej normalnej pola elektrycznego na górnej powierzchni obudowy (podobnie przemieszcza się zwierciadlany pas gaussowski na dolnej ścianie obudowy) staje się bardzo widoczna.

Na rys. 13d przedstawiono rozkład składowej normalnej pola elektrycznego dla $t = 0,254$ ns. W tym momencie zaczyna być widać na górnej powierzchni obudowy, jak za przesuwanym się pasem gaussowskim zostaje znacznie słabszy obszar pola elektrycznego (rozciągający się równoległe do pasa gaussowskiego ładunku elektrycznego).

W chwili $t = 0,350$ ns (rys. 13e) widać, że impuls zaburzający całkowicie minął przednią ścianę obudowy. Zgodnie z tym pas gaussowski pola elektrycznego na górnej ścianie obudowy przesunął się dalej w kierunku $-z$, zostawiając za sobą obszar słabego pola elektrycznego. Mimo, że ustaje już bezpośrednie oddziaływanie impulsu zaburzającego na przednią ścianę obudowy, występuje na niej nadal mniejsze ale jeszcze stosunkowo silne pole elektryczne znajdujące się w obszarze dolnej i górnej krawędzi otworu oraz wyraźnie słabsze pole elektryczne na dolnej i górnej krawędzi przedniej ściany obudowy. Zmniejszanie się pola elektrycznego w tych miejscach oraz utrzymywanie się stosunkowo silnego pola elektrycznego na dolnej i górnej krawędzi otworu to najbardziej widoczne skutki oddalania się impulsu zaburzającego od przedniej ściany obudowy.

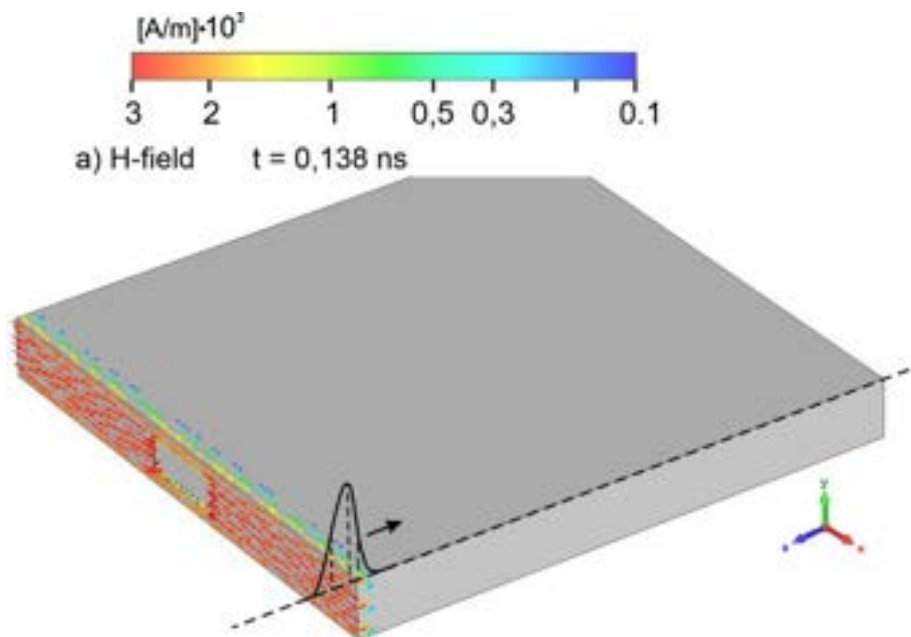
Po czasie $t = 0,350$ ns zaczyna być wyraźnie widoczne, że w obszarze pasa gaussowskiego pola elektrycznego na prawej bocznej ścianie obudowy największe natężenie pola elektrycznego występuje na krawędziach tej ściany. Wektory natężenia pola elektrycznego na dolnej i górnej krawędzi prawej ściany bocznej w obszarze pasa gaussowskiego skierowane są przeciwnie do siebie. Znaczący to, że na dolnej i górnej krawędzi (oraz w ich pobliżu) znajdują się ładunki elektryczne o przeciwnej polaryzacji: dodatnie na górnej krawędzi a ujemne na dolnej. Ładunki te wytwarzają na ścianie bocznej pole elektryczne skierowane przeciwnie do pola impulsu zaburzającego na tej ścianie, w efekcie czego, w tym miejscu, w środkowym obszarze ściany bocznej wypadkowe pole elektryczne jest równe zero. Podobne zjawisko zachodzi na lewej bocznej ścianie obudowy.

Wraz z dalszym oddalaniem się impulsu zaburzającego od przedniej ściany pole elektryczne w obszarach przy przedniej ścianie obudowy wyraźnie maleje. Pola elektryczne na dolnej i górnej krawędzi otworu stają się coraz słabsze. W chwili $t = 0,514$ ns (rys. 13f) silne pole elektryczne na powierzchni obudowy istnieje jedynie w obszarze aktualnej pozycji impulsu zaburzającego (czyli w pasie gaussowskim pola elektrycznego na górnej (i dolnej) ścianie obudowy).

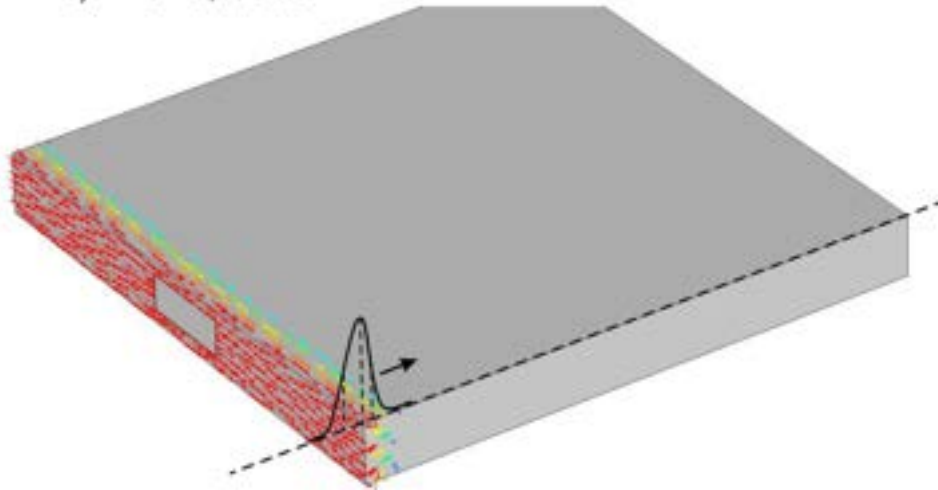
W przedziale czasu od $t = 0,830$ ns (rys. 13g) do $t = 1,20$ ns (rys. 13h), czyli kiedy impuls zaburzający minął już połowę długości obudowy, pole elektryczne istnieje już tylko w pasie gaussowskim pola elektrycznego na górnej (i dolnej) ścianie obudowy oraz szczytkowo na dolnej i górnej krawędzi otworu.

6.3.2. Pole magnetyczne styczne do zewnętrznych powierzchni obudowy

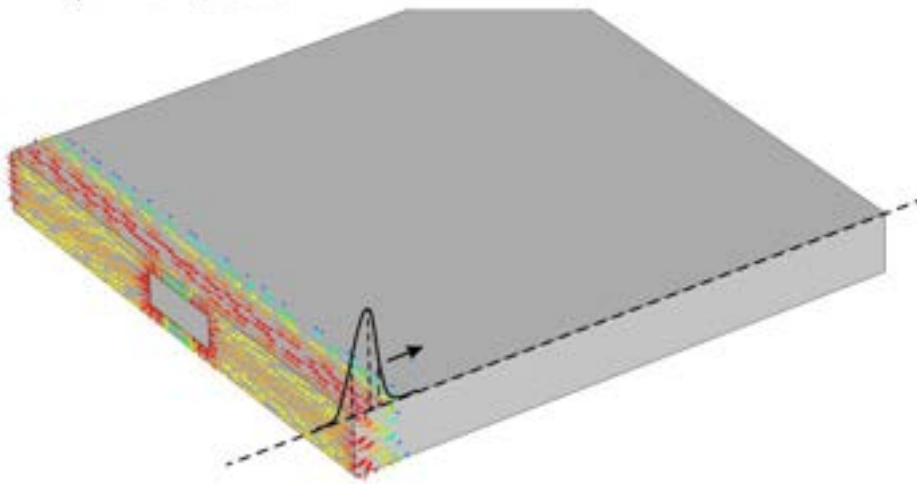
Opisanemu powyżej polu elektrycznemu na powierzchni obudowy towarzyszy sprzężone z nim pole magnetyczne (rys. 15, rys. 16 (widok na dolną ścianę obudowy) i rys. 17 (dla powiększonego obszaru przy otworze)). W gaussowskim impulsie zaburzającym o polaryzacji pionowej płaszczyznami ekwipotencjalnymi pola magnetycznego (prostopadłego do pola elektrycznego) są płaszczyzny xy ($z = \text{const.}$) w granicach wyznaczonych przez wymiary geometryczne impulsu. Przy polu elektrycznym o kierunku $+y$, pole magnetyczne skierowane jest w kierunku $+x$. Zgodnie z warunkami granicznymi na powierzchniach metalowych (PEC) pole magnetyczne wywołane impulsem zaburzającym na powierzchniach metalowych obudowy musi być do tych powierzchni styczne.



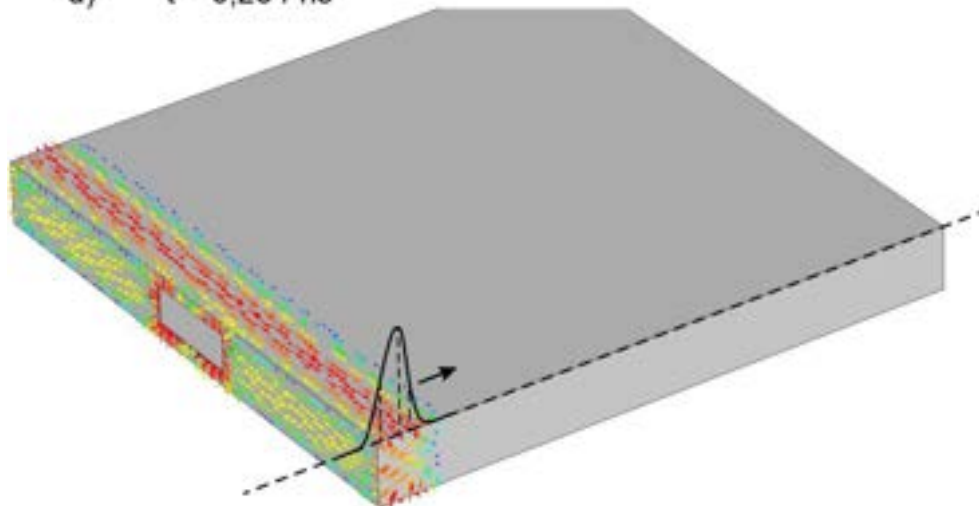
b) $t = 0,178 \text{ ns}$



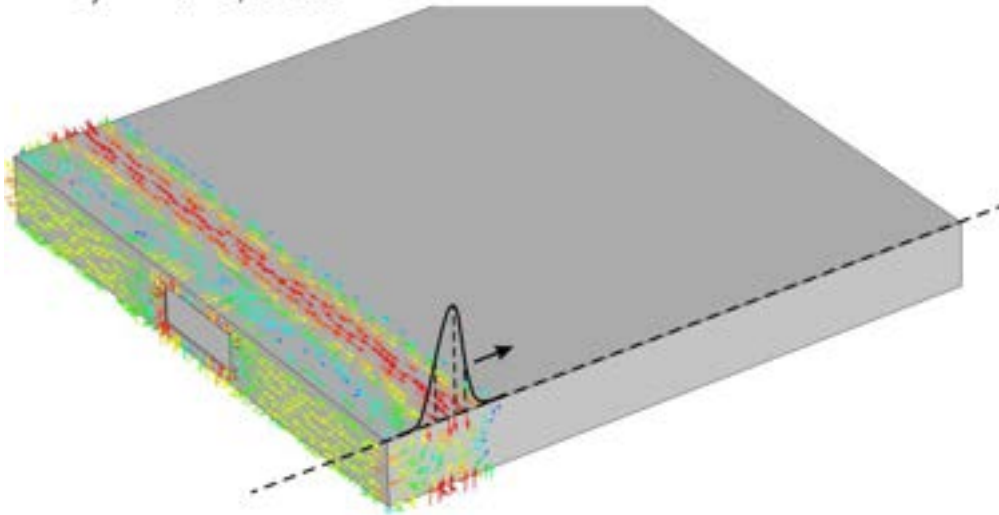
c) $t = 0,224 \text{ ns}$



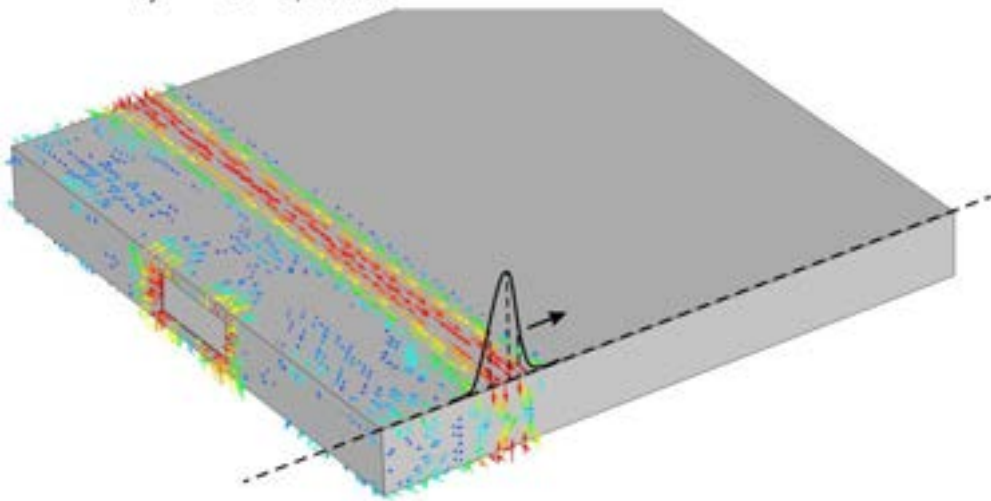
d) $t = 0,254 \text{ ns}$



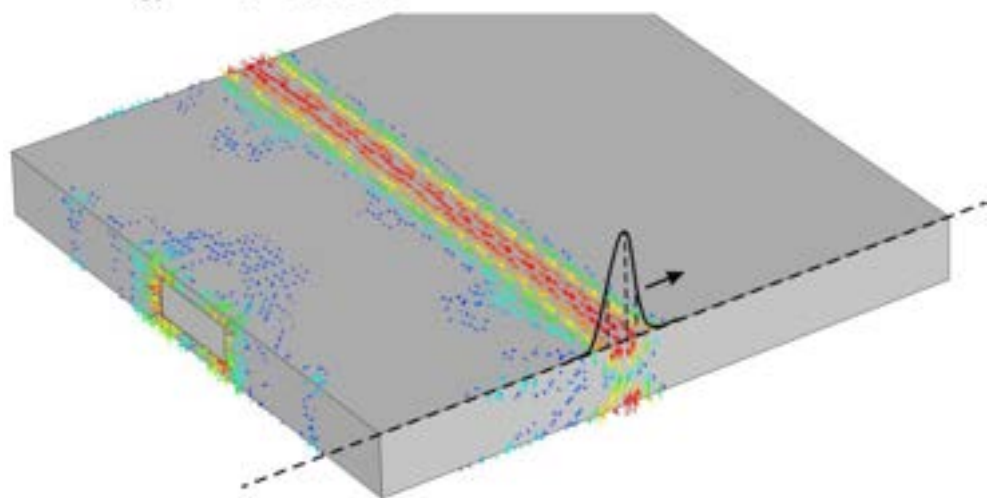
e) $t = 0,350 \text{ ns}$

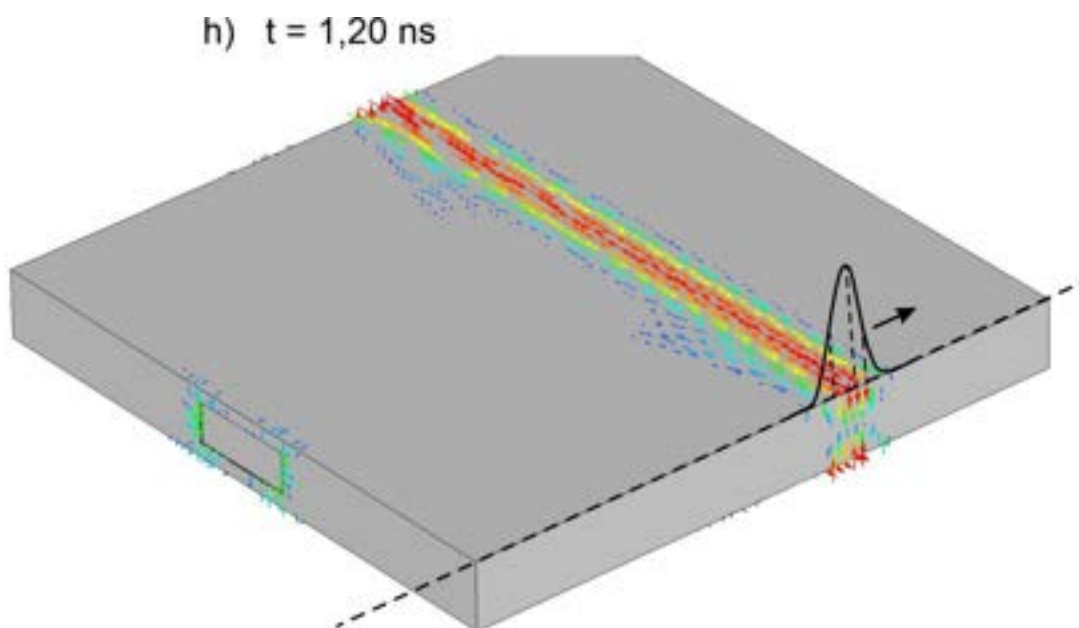


f) $t = 0,514 \text{ ns}$

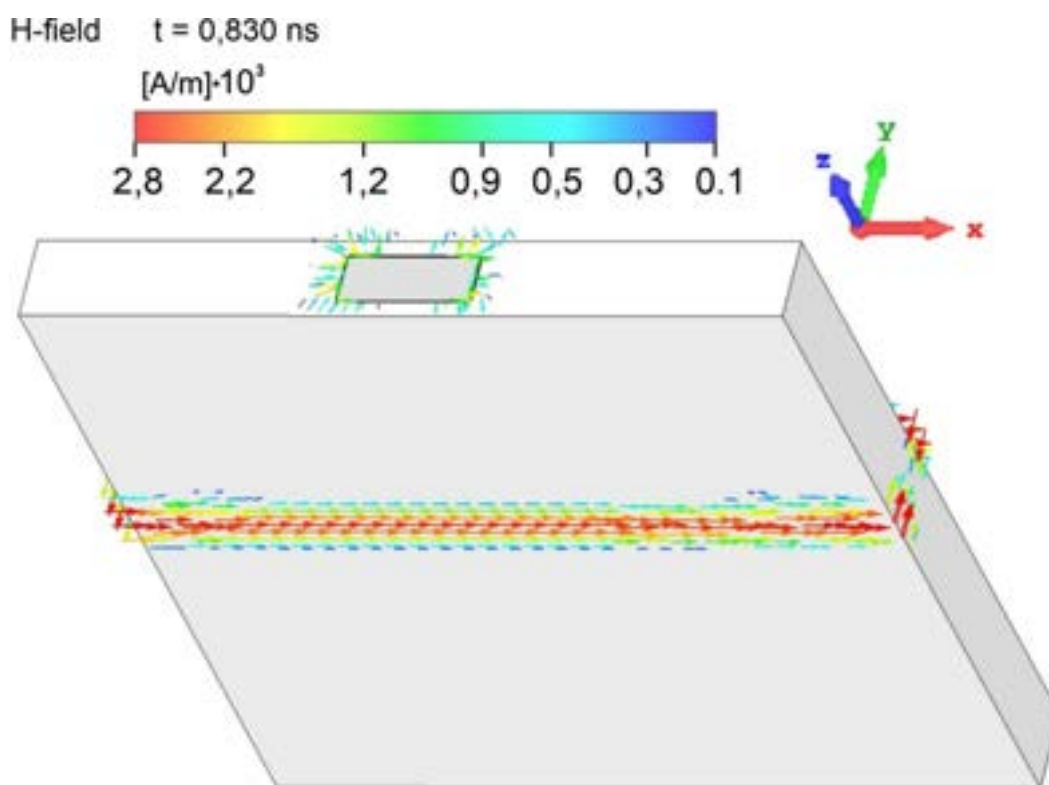


g) $t = 0,830 \text{ ns}$

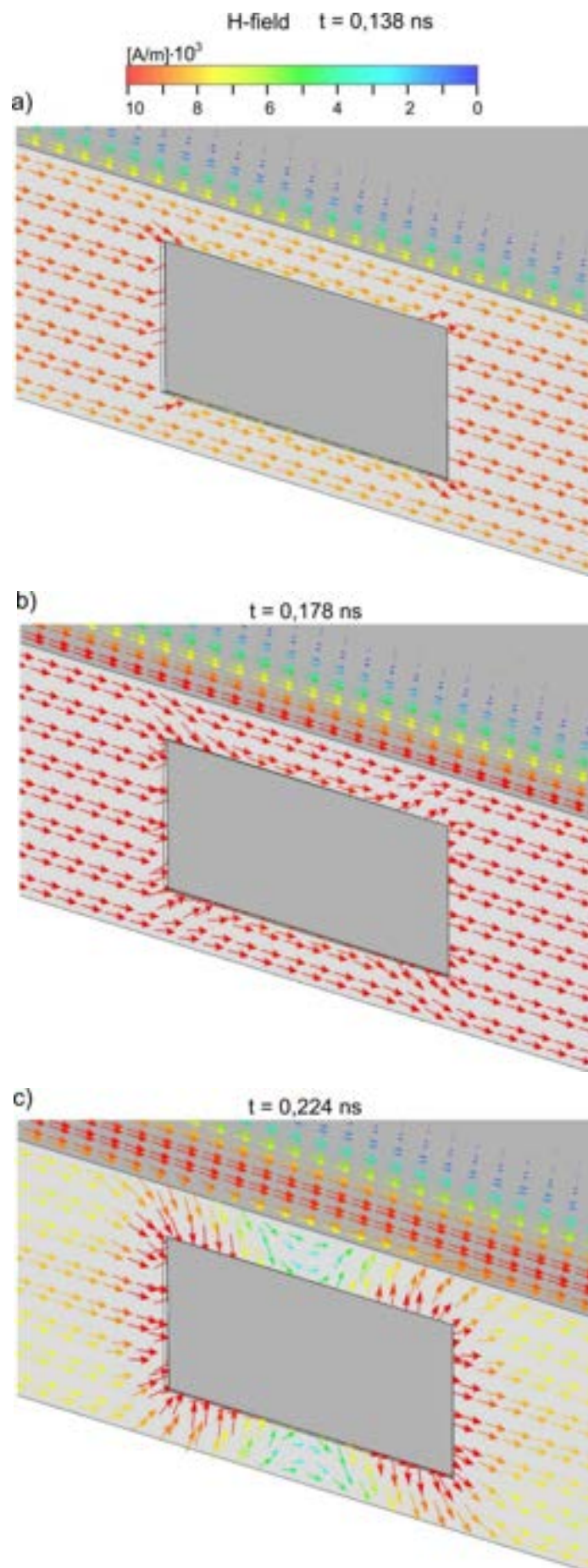


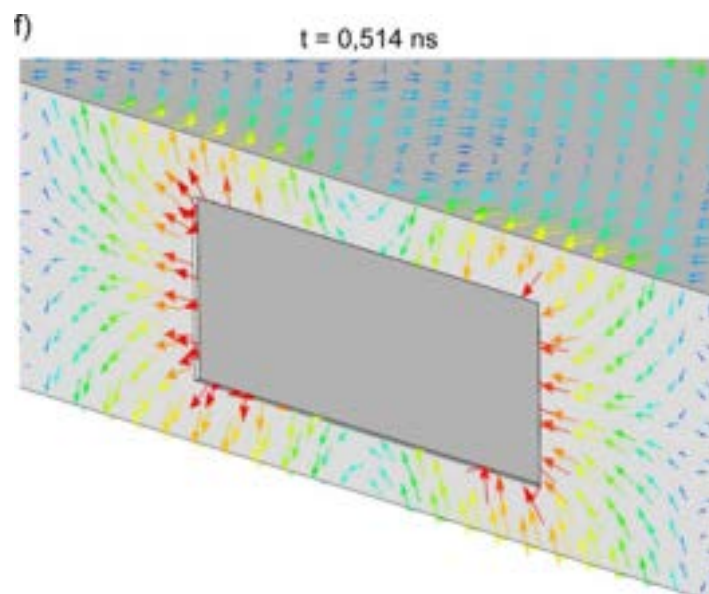
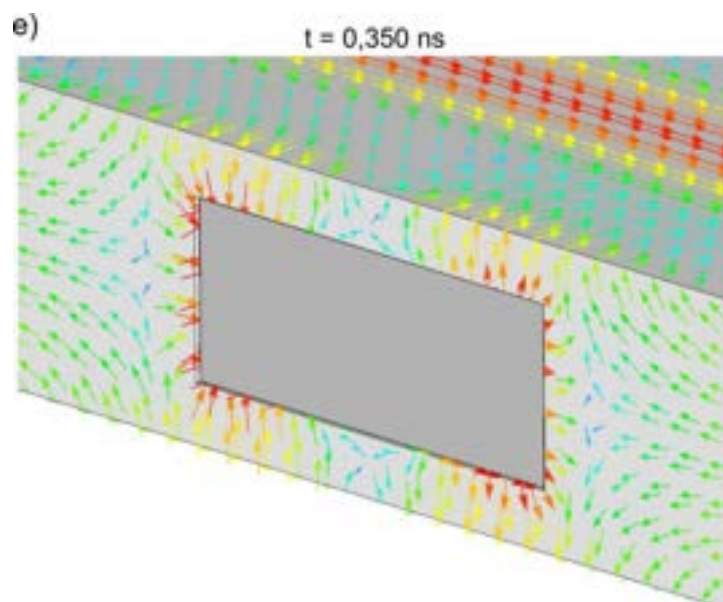
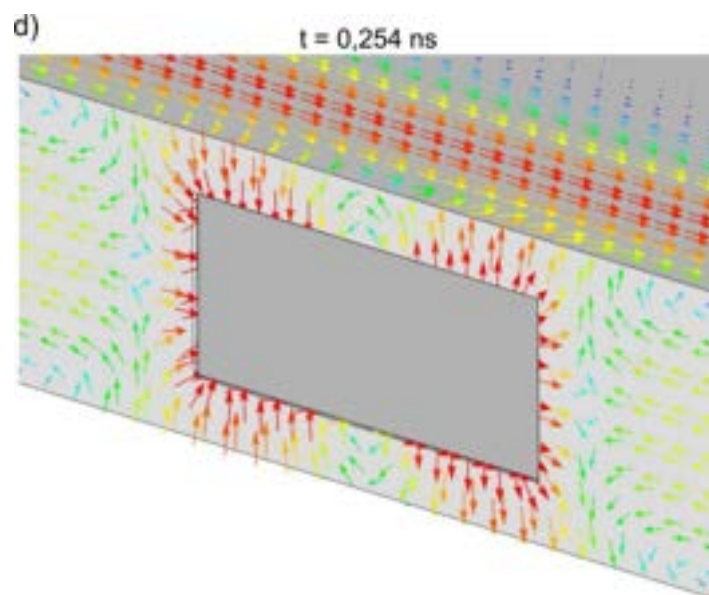


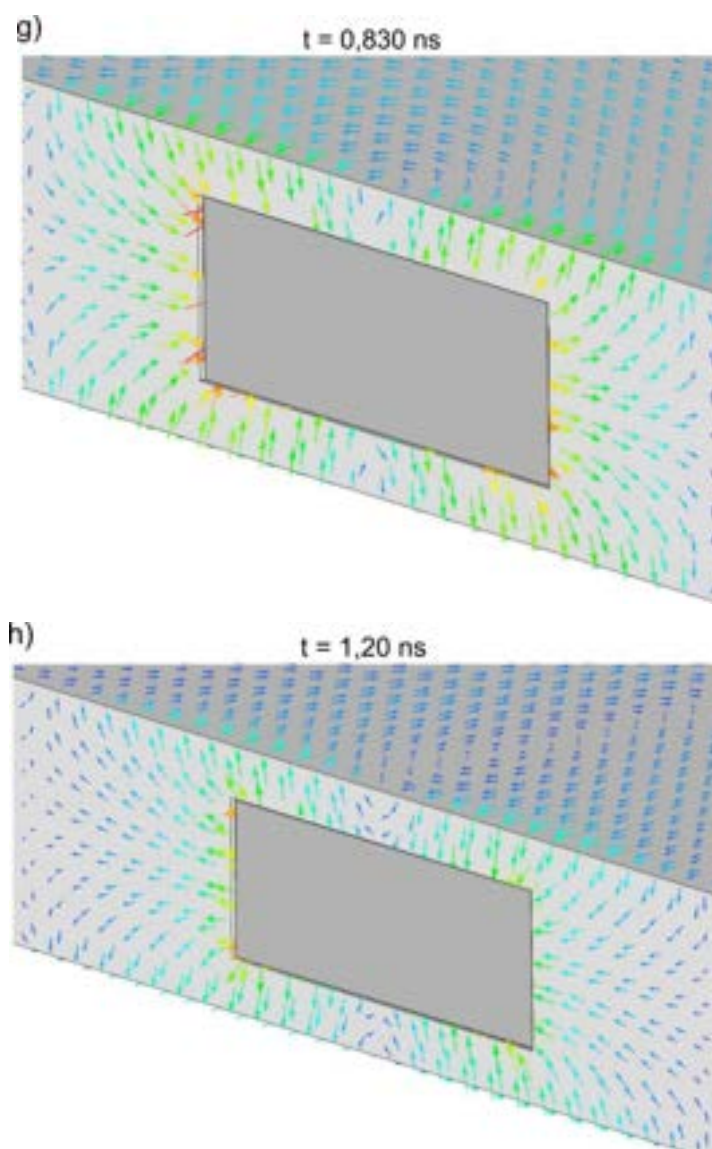
Rys. 15. Polaryzacja pionowa. Rozkłady składowej stycznej natężenia pola magnetycznego na zewnętrznych ścianach obudowy ekranującej dla wybranych czasów podczas propagacji impulsu zaburzającego od przedniej do tylnej ściany obudowy. Na rysunkach zaznaczono aktualną pozycję impulsu zaburzającego.



Rys. 16. Polaryzacja pionowa. Rozkład składowej stycznej natężenia pola magnetycznego w chwili $t = 0,830 \text{ ns}$. Widok na zewnętrzną powierzchnię dolnej ściany obudowy.







Rys. 17. Polaryzacja pionowa. Rozkłady składowej stycznej natężenia pola magnetycznego przy krawędziach otworu na zewnętrznej przedniej ścianie obudowy dla wybranych czasów podczas propagacji impulsu zaburzającego od przedniej do tylnej ściany obudowy. Pozycja impulsu zaburzającego dla każdego z przypadków – patrz rys. 15.

W chwili $t = 0,138$ ns, kiedy czoło impulsu zaburzającego o wartości połowy maksymalnej amplitudy impulsu mija przednią ścianę obudowy (rys. 15a), wektory pola magnetycznego na przedniej ścianie obudowy skierowane są w kierunku $+x$, zgodnie z kierunkiem wektorów pola magnetycznego w impulsie zaburzającym (jest to zgodne z warunkami granicznymi dla odbicia impulsu elektromagnetycznego od powierzchni metalowej (PEC)). Na „ciągłej” powierzchni przedniej ściany (tzn. poza obszarami „nieciągłymi” wyznaczonymi przez otwór) natężenie pola magnetycznego jest jednakowe. Jedynie przy dolnej i górnej krawędzi przedniej ściany obudowy jest ono mniejsze. Oczywiście otwór w przedniej ścianie zaburza bieg linii pola magnetycznego (lepiej to widać na rys. 17a).

Na dłuższych (dolnej i górnej) krawędziach otworu, jak i odpowiednio poniżej i powyżej nich, pole magnetyczne jest wyraźnie słabsze niż na krótszych (lewej i prawej) krawędziach otworu.

W chwili $t = 0,178$ ns (rys. 15b i 17b) pole magnetyczne na ciągłej powierzchni przedniej ściany osiąga prawie swoje maksymalne wartości (maksimum natężenia pola magnetycznego występuje w chwili $t = 0,1779$ ns, tj., kiedy maksimum impulsu zaburzającego przechodzi przez płaszczyznę przedniej ściany). Porównując z przypadkiem $t = 0,138$ ns widać, że natężenie pola magnetycznego przy otworze znacznie wzrosło. Na ciągłej powierzchni przedniej ściany obudowy wartości natężenia pola magnetycznego osiągają wartości około 5200 A/m, natomiast przy krótszych krawędziach otworu jest ona bardzo duża i wynosi około 11000 A/m. W chwili $t = 0,138$ ns wynosiły one odpowiednio 2300 A/m i 3500 A/m. Wartość natężenia pola 5200 A/m na ciągłej powierzchni przedniej ściany obudowy jest około dwukrotnie wyższa od amplitudy natężenia pola magnetycznego impulsu zaburzającego (rozdział 4). Jest to zgodne z warunkami granicznymi przy odbiciu elektromagnetycznej fali płaskiej od powierzchni metalowej.

Podobnie jak w przypadku pola elektrycznego (subpodrozdział 6.3.1) w przedziale czasu od $t = 0,224$ ns do $t = 0,350$ ns (rys. 15c-15e) styczne pole magnetyczne w formie wąskiego pasa gaussowskiego przemieszcza się po górnej powierzchni obudowy w kierunku $-z$, zgodnie z przemieszczającym się w tym kierunku impulsem zaburzającym. Wektory pola magnetycznego w pasie gaussowskim skierowane są w kierunku $+x$, tak jak wektory pola magnetycznego impulsu zaburzającego. W miarę oddalania się impulsu zaburzającego od przedniej ściany obudowy (w kierunku $-z$) pole magnetyczne na przedniej ścianie obudowy coraz bardziej maleje. Nie jest jednak to jedyny fakt wart zauważenia, jeżeli chodzi o zmiany pola magnetycznego na przedniej ścianie obudowy w przedziale czasowym od $t = 0,224$ ns do $t = 0,350$ ns. Pierwszy z tych faktów to to, że począwszy od czasu $t = 0,224$ ns (rys. 15c) styczne pole magnetyczne przy otworze staje się większe niż w innych obszarach przedniej ściany obudowy. Drugi fakt, w chwili $t = 0,224$ ns styczne pole magnetyczne na ciągłej części przedniej ściany (tzn. z wyjątkiem obszaru przy krawędziach otworu (rys. 17c)) skierowane jest nadal w kierunku $+x$, czyli zgodnie z kierunkiem pola magnetycznego impulsu zaburzającego. Inaczej mówiąc w tym obszarze istnieje tylko składowa x -owa stycznego pola magnetycznego. Ale na dłuższych krawędziach otworu pojawiają się składowe pionowe stycznego pola magnetycznego (lepiej jest to widoczne na powiększeniu na rys. 17c). Po lewej stronie otworu (patrzac na przednią ścianę obudowy) składowe te skierowane są w kierunku dłuższych krawędzi otworu a po prawej - w kierunku od dłuższych krawędzi otworu. Trzeci fakt, w chwili $t = 0,254$ ns (rys. 15d) wektory stycznego pola magnetycznego na ciągłej części przedniej

ściany zmieniają kierunek i są od tego momentu skierowane w kierunku $-x$. Natomiast kierunki wektorów stycznego pola magnetycznego przy dłuższych krawędziach otworu w zasadzie nie zmieniają się. Po upływie czasu, w chwili $t = 0,350$ ns (rys. 15e i 16e) styczne pole magnetyczne na ciągłej części przedniej ściany skierowane jest nadal w kierunku $-x$. Jest ono jednak słabsze niż wcześniej. Również pole przy bocznych krawędziach otworu maleje.

W chwili $t = 0,514$ ns (rys. 15f i 17f) widać, że natężenie stycznego pola magnetycznego ma największe wartości w miejscu aktualnej pozycji pasa gaussowskiego pola magnetycznego a znacznie mniejsze przy krótszych krawędziach otworu. Na ciągłej części przedniej ściany obudowy pole magnetyczne wynosi praktycznie zero. W chwili $t = 0,514$ ns widać, że kierunek wektorów stycznego pola magnetycznego przy krótszych krawędziach otworu zmienił się. Styczne pole magnetyczne przy lewej krótszej krawędzi otworu skierowane jest w kierunku od krawędzi w stronę ciągłej części przedniej ściany, natomiast przy prawej krótszej krawędzi skierowane jest do niej.

W przedziale czasu od $t = 0,830$ ns do $t = 1,20$ ns (rys. 15g-15h, 16 i 17g-17h) styczne pole magnetyczne istnieje już tylko w pasie gaussowskim oraz na przedniej ścianie obudowy w obszarze przy otworze. Pole magnetyczne przy otworze jest bardzo małe. Jego kierunek znowu się zmienił. Styczne pole magnetyczne przy lewej krótszej krawędzi otworu skierowane jest w kierunku do krawędzi, natomiast przy prawej krawędzi skierowane jest od niej w stronę ciągłej części przedniej ściany obudowy.

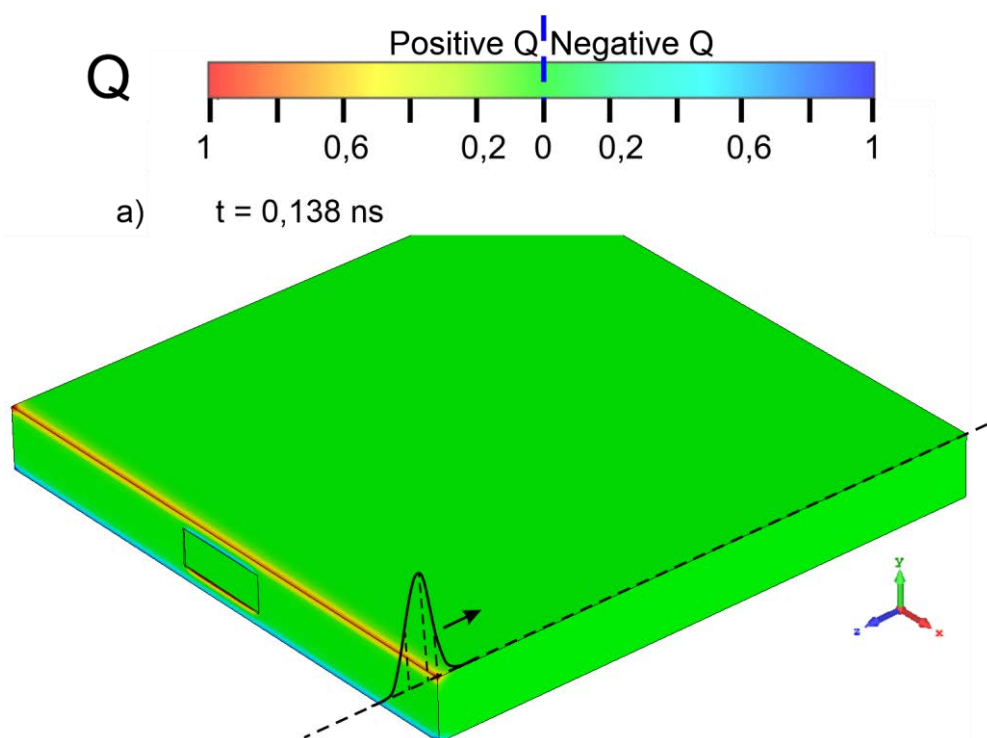
Na dolnej ścianie obudowy istnieje zwierciadlany pas pola magnetycznego o profilu gaussowskim, z wektorami pola magnetycznego skierowanymi w kierunku $+x$, czyli w tym samym kierunku co wektory pola magnetycznego na górnej ścianie obudowy (rys. 16).

6.3.3. Ładunki elektryczne i prąd powierzchniowy na zewnętrznych powierzchniach obudowy

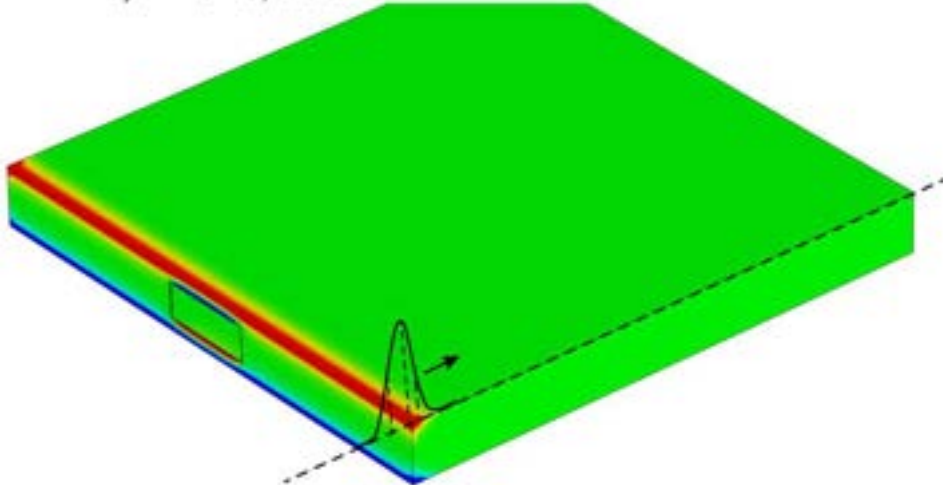
Opisane w poprzednim rozdziale rozkłady składowej normalnej natężenia pola elektrycznego (rys. 13 i 14) oraz rozkłady składowej stycznej pola magnetycznego (rys. 15, 16 i 17) na powierzchni obudowy związane są z rozkładami z ładunku elektrycznego i prądu powierzchniowego na ścianach obudowy. Wszystkie te rozkłady są wynikiem migracji elektronów na ścianach obudowy spowodowanej impulsem zaburzającym. Zachowanie się rozkładów ładunków elektrycznych i prądu powierzchniowego na zewnętrznych ścianach obudowy zostanie przedstawione poniżej na rys. 18-22. Analizując rys. 18-22 warto pamiętać, że w obszarach, w których wektory składowej normalnej natężenia pola elektrycznego skierowane są od powierzchni metalu znajduje się ładunek dodatni a w obszarach, w których

wektory składowej normalnej skierowane są do powierzchni znajduje się ładunek ujemny. Kierunek wektorów stycznego pola magnetycznego wynika z kierunku prądu elektrycznego płynącego na powierzchni metalowej obudowy. Kierunek ten jest prostopadły do umownego kierunku prądu elektrycznego, który jest przeciwny do kierunku prądu elektronowego.

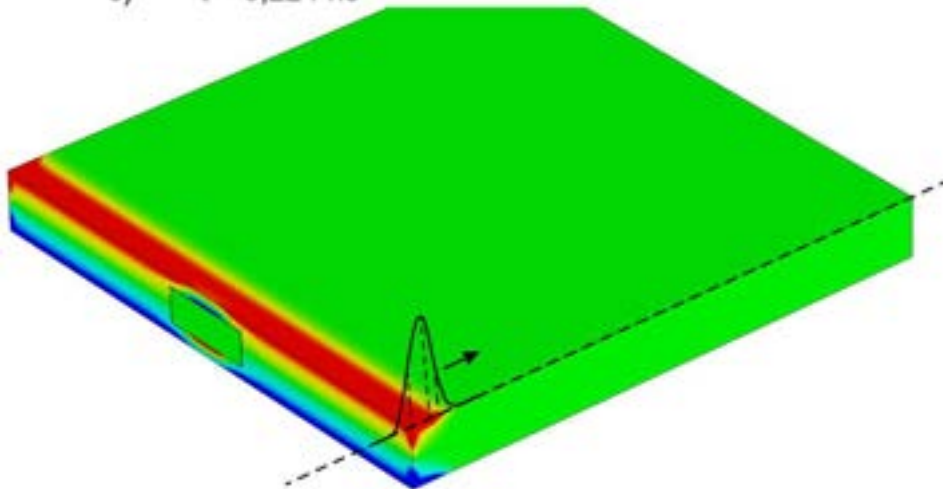
Zgodnie z rozkładami ładunku elektrycznego i prądu powierzchniowego na zewnętrznych ścianach obudowy ekranującej, przedstawionych odpowiednio na rys. 18 i 19 oraz rys. 20-22, w pierwszej fazie oddziaływania zewnętrznego impulsu EM o polaryzacji pionowej na przednią ścianę metalowej obudowy następuje zaburzenie jej stanu neutralności elektrycznej, spowodowane migracją elektronów swobodnych na powierzchni obudowy. Największy ładunek elektryczny na powierzchni obudowy powstaje na jej krawędziach: dolnej (zgromadzenie swobodnych elektronów) i górnej (odsłonięte jony dodatnie sieci krystalicznej) oraz na dłuższych krawędziach otworu: dodatni ładunek na dolnej a ujemny na górnej krawędzi. Z powyższym przemieszczaniem i gromadzeniem się ładunków elektrycznych na powierzchni obudowy związany jest prąd elektryczny utworzony przez przemieszczające się elektrony swobodne. Znaczący to, że jak zauważono już powyżej, przemieszczanie się elektronów swobodnych (czyli prąd elektronowy) na powierzchni obudowy jest przeciwne do umownego kierunku prądu powierzchniowego prezentowanego na rys. 20, 21 i 22.



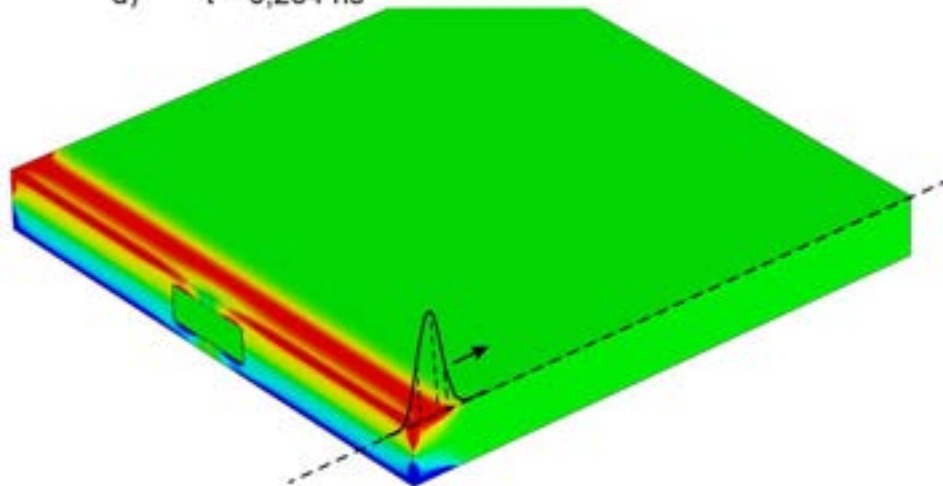
b) $t = 0,178 \text{ ns}$



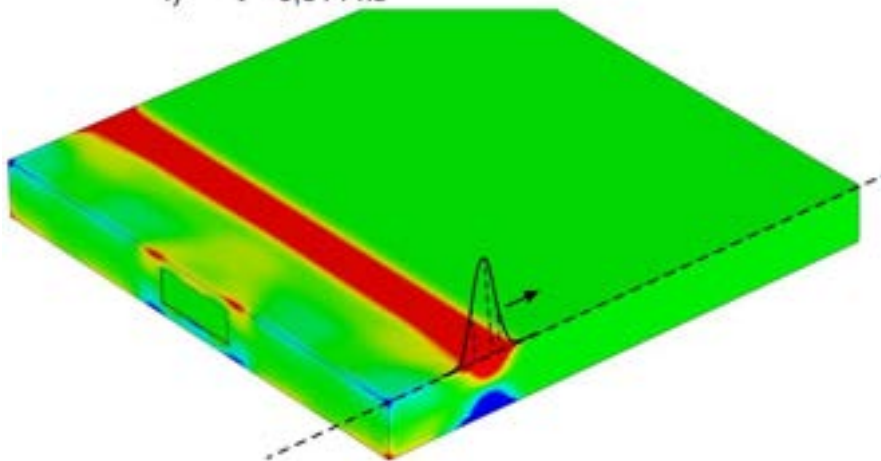
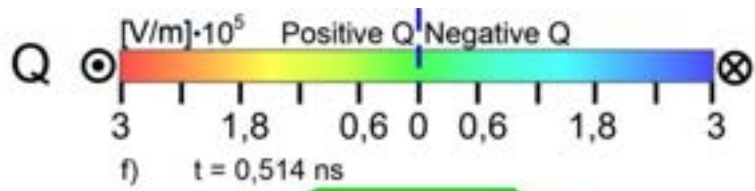
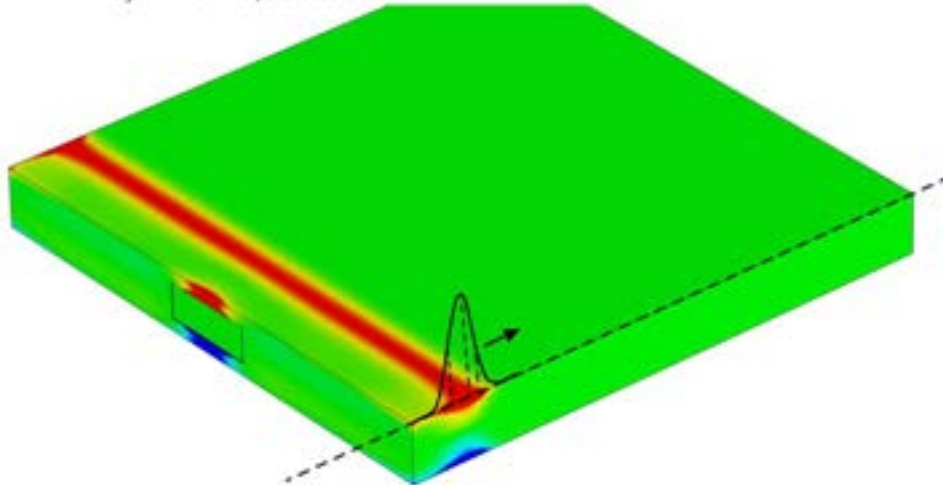
c) $t = 0,224 \text{ ns}$



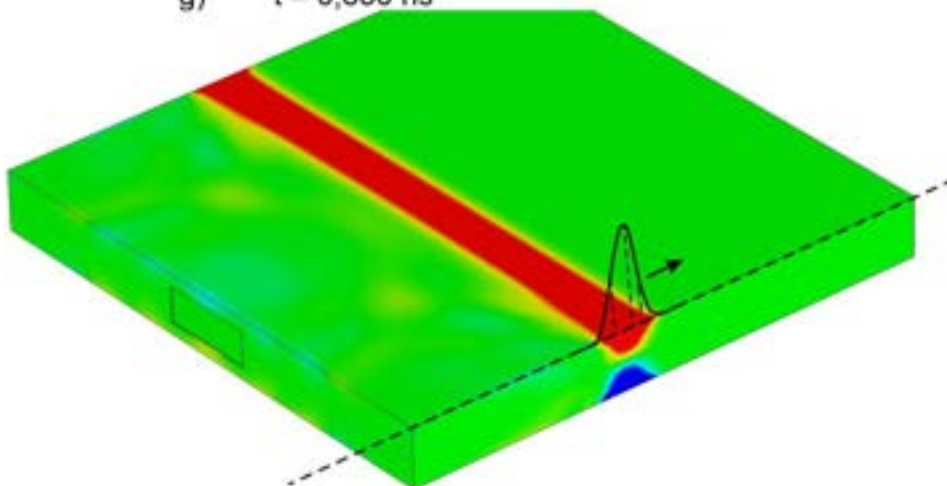
d) $t = 0,254 \text{ ns}$



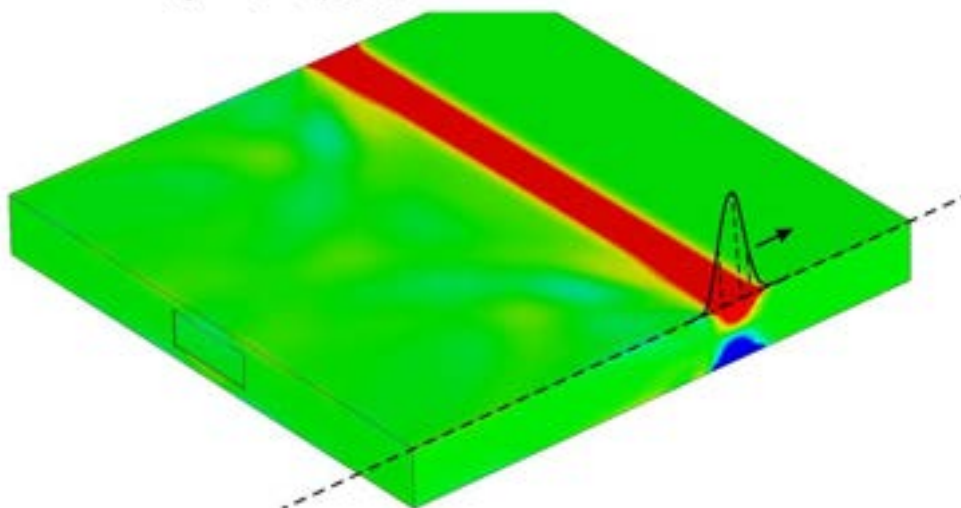
e) $t = 0,350 \text{ ns}$



g) $t = 0,830 \text{ ns}$

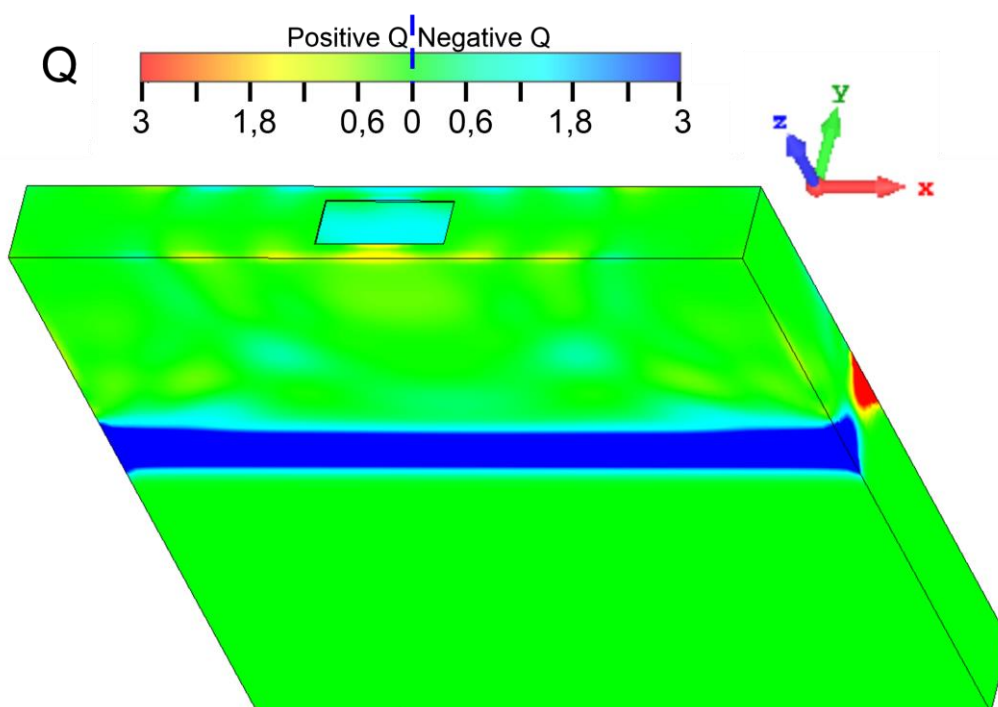


h) $t = 1,20 \text{ ns}$

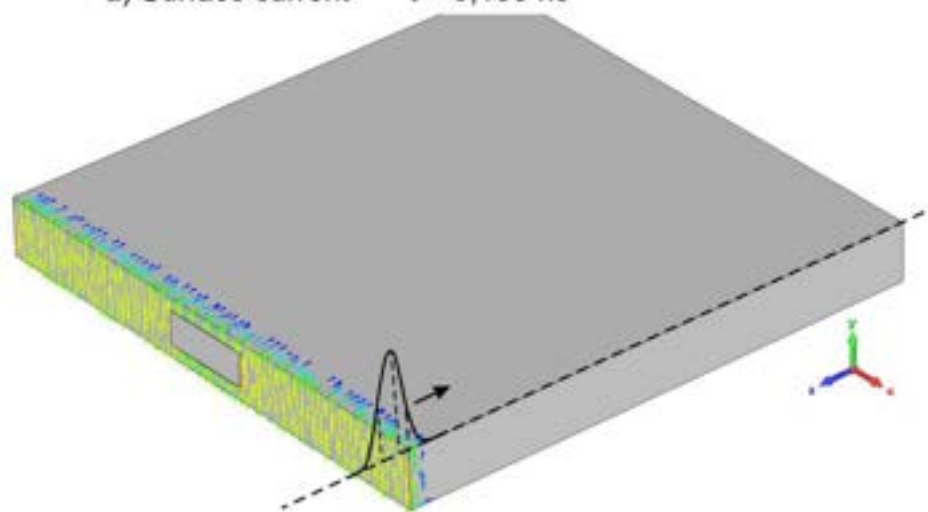
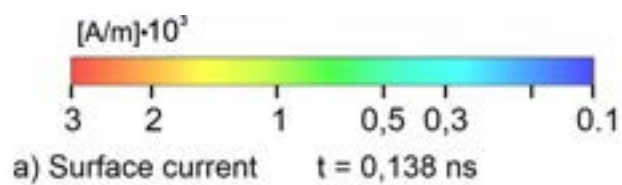


Rys. 18. Polaryzacja pionowa. Konturowe rozkłady ładunku elektrycznego na zewnętrznych ścianach obudowy ekranującej dla wybranych czasów podczas propagacji impulsu zaburzającego od przedniej do tylnej ściany obudowy. Prezentacja za pomocą konturów obszarów z ładunkiem elektrycznym. Kolor niebieski oznacza ujemny ładunek elektryczny, kolor czerwony - dodatni ładunek elektryczny. Na rysunkach zaznaczono aktualną pozycję impulsu zaburzającego.

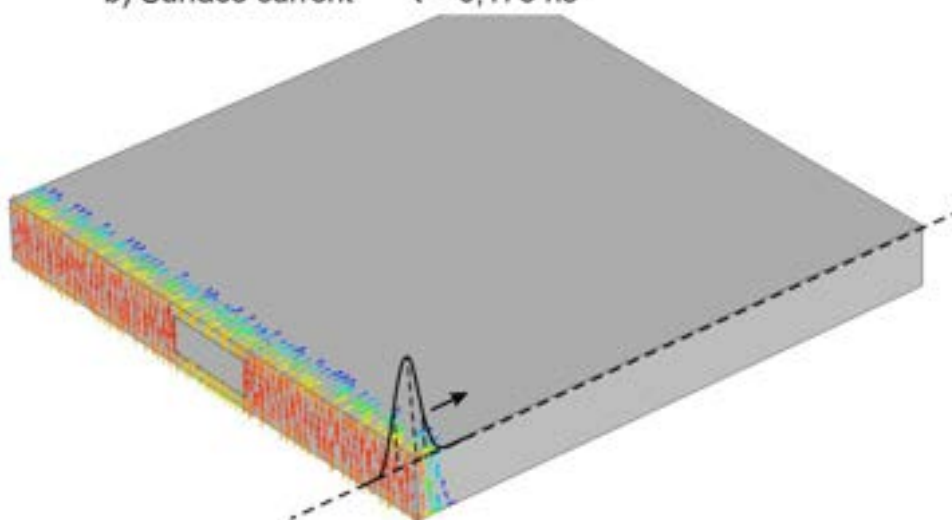
$t = 0,830 \text{ ns}$



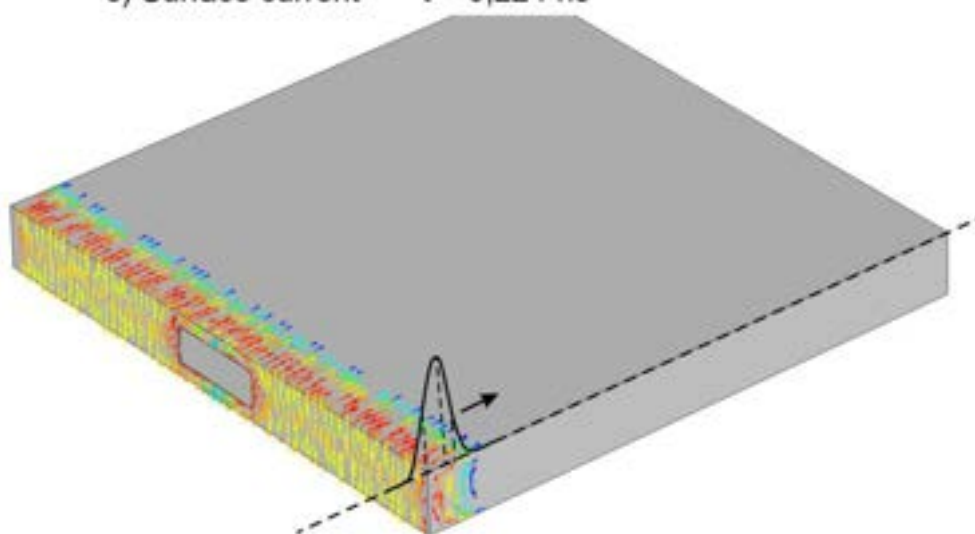
Rys. 19. Polaryzacja pionowa. Konturowy rozkład ładunku elektrycznego w chwili $t = 0,830 \text{ ns}$. Widok na zewnętrzną powierzchnię dolnej ściany obudowy.



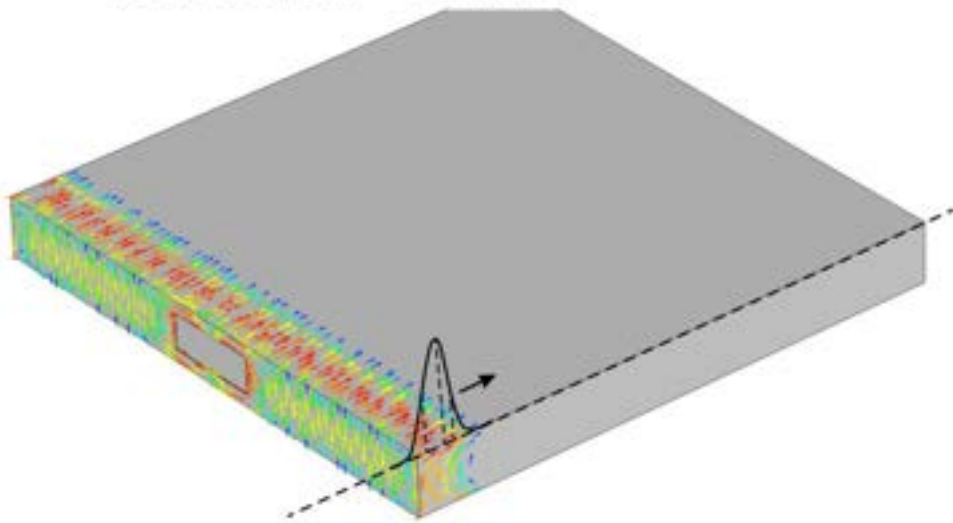
b) Surface current $t = 0,178 \text{ ns}$



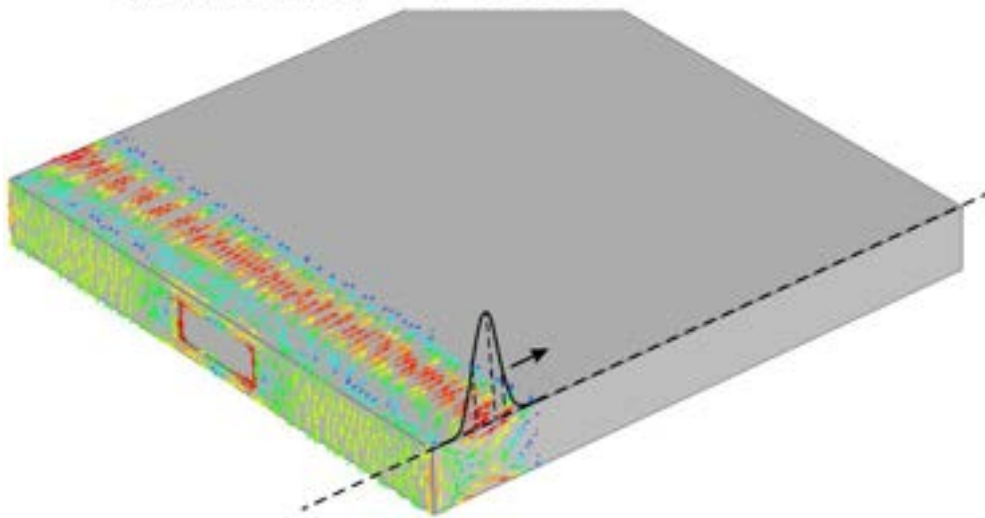
c) Surface current $t = 0,224 \text{ ns}$



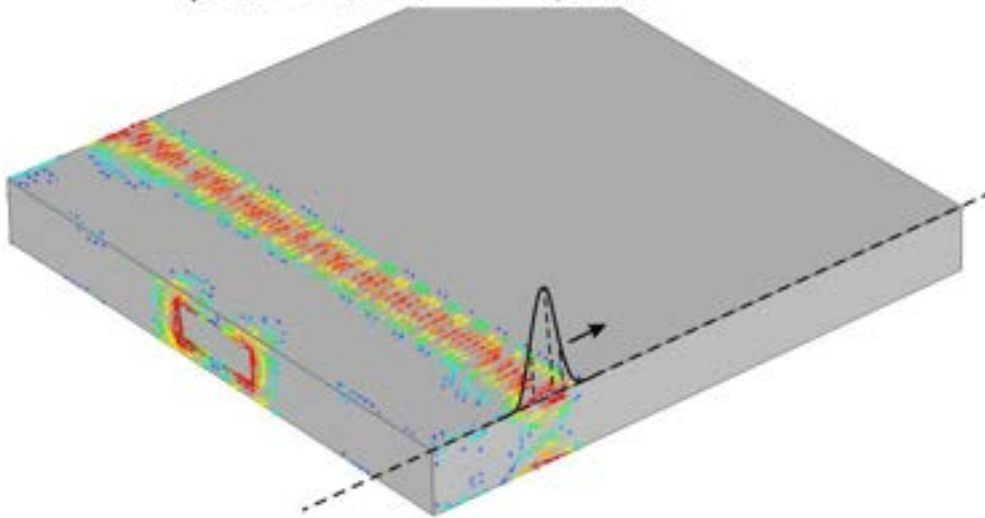
d) Surface current $t = 0,254 \text{ ns}$

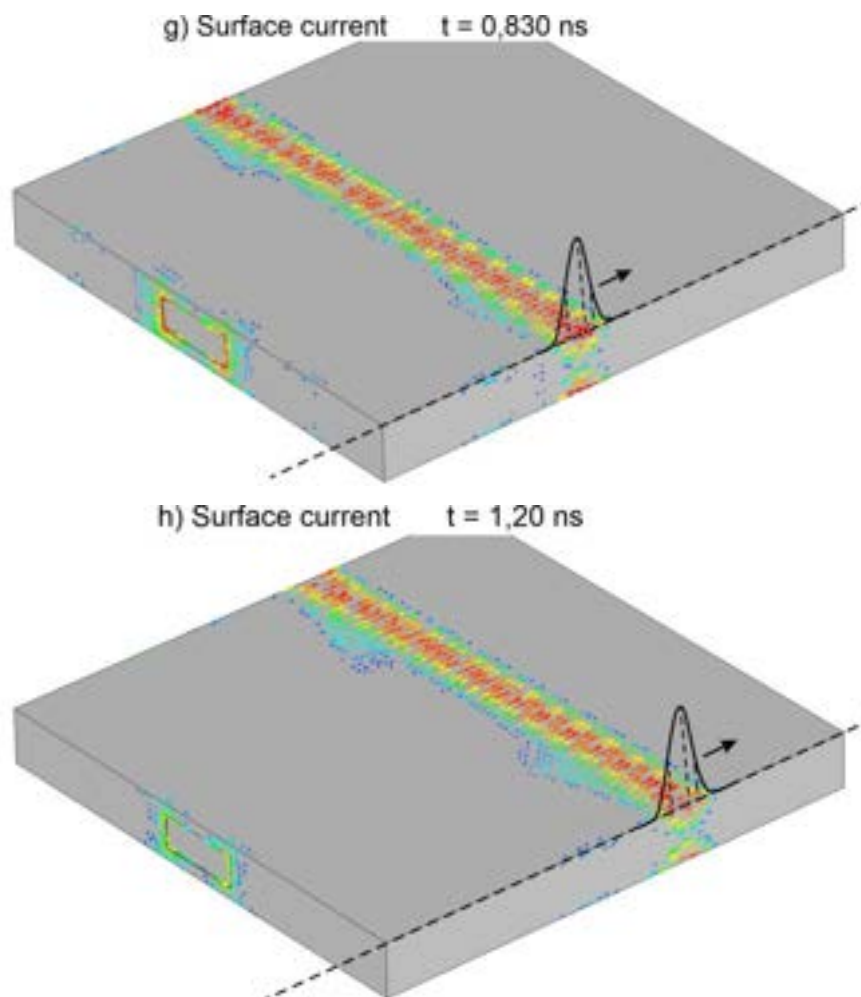


e) Surface current $t = 0,350 \text{ ns}$

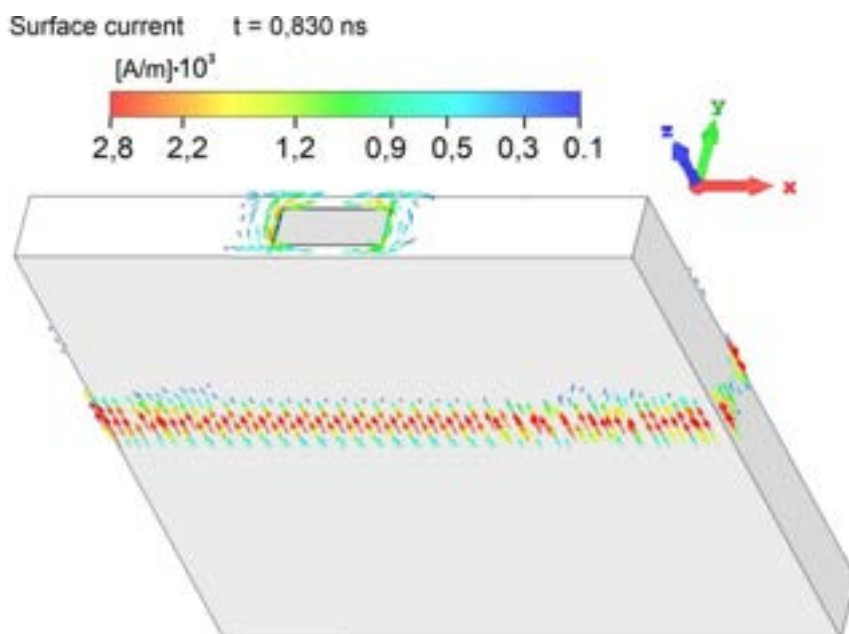


f) Surface current $t = 0,514 \text{ ns}$

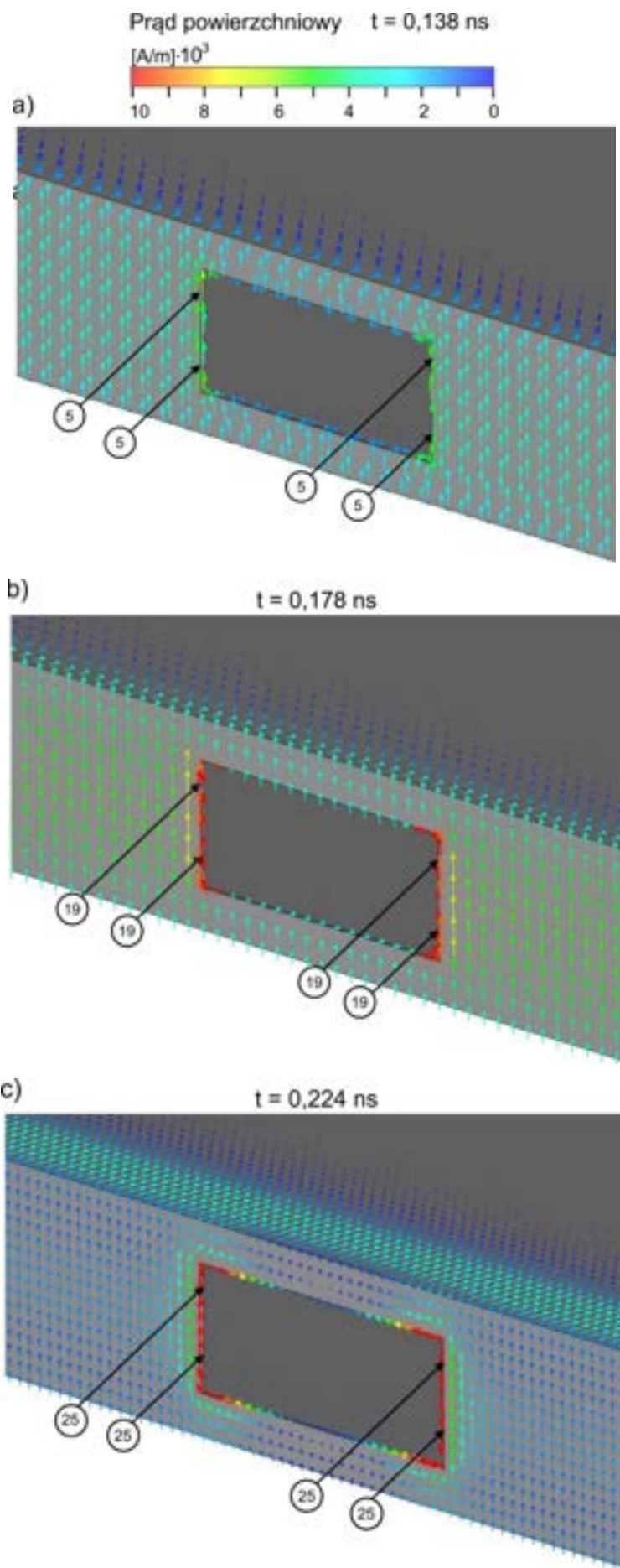


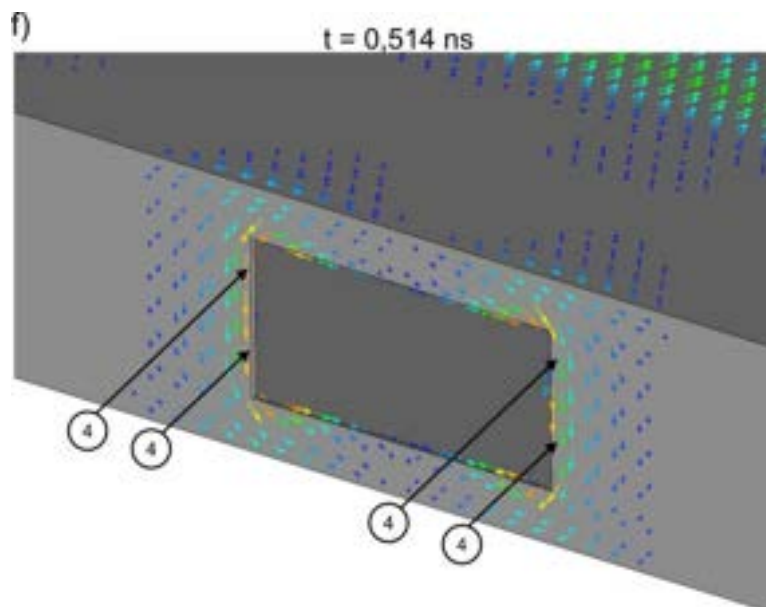
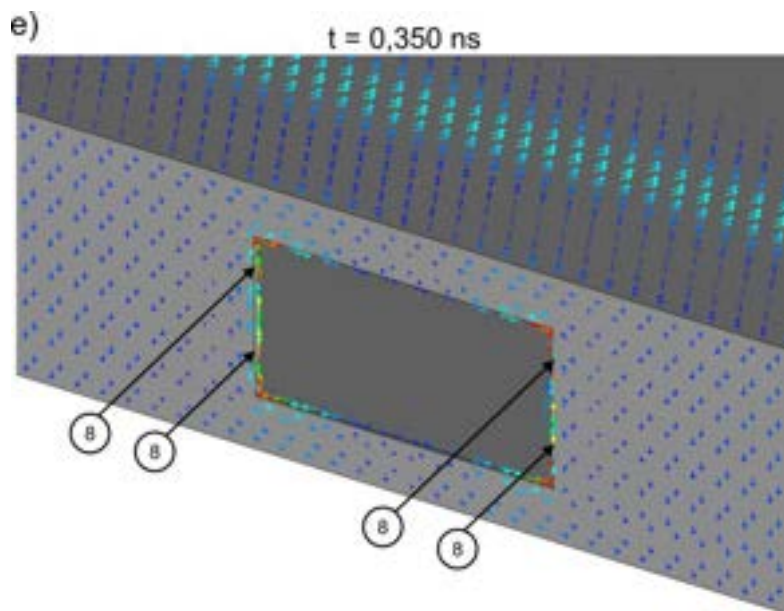
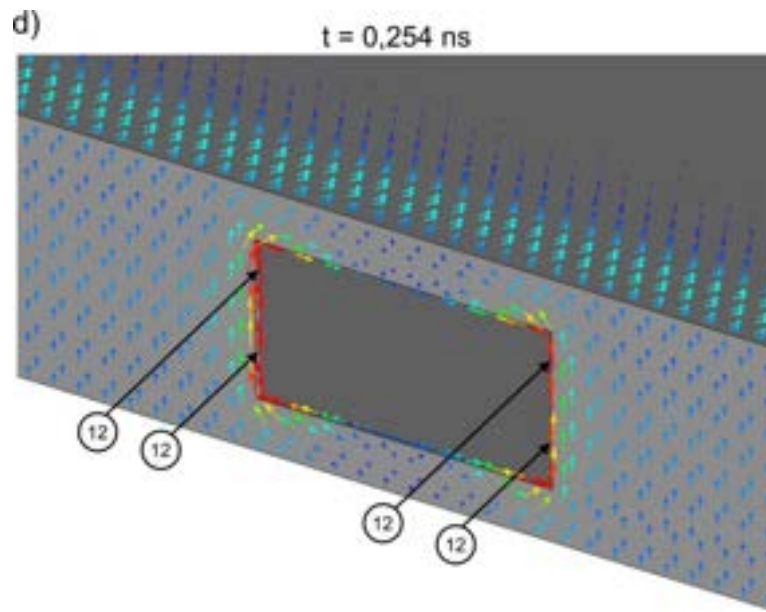


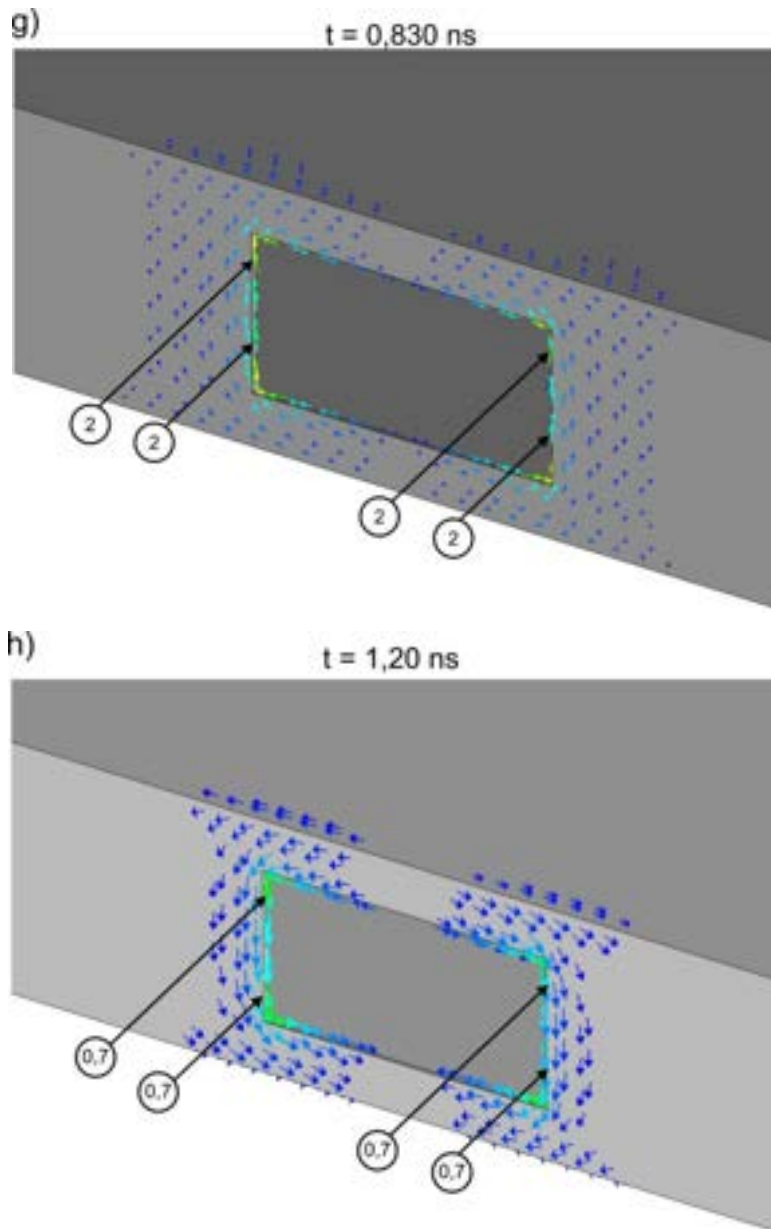
Rys. 20. Polaryzacja pionowa. Rozkład prądu powierzchniowego na zewnętrznych ścianach obudowy dla wybranych czasów podczas propagacji impulsu zaburzącego od przedniej ściany w głąb obudowy. Na rysunkach zaznaczono aktualną pozycję impulsu zaburzącego.



Rys. 21. Polaryzacja pionowa. Rozkład prądu powierzchniowego w chwili $t = 0,830 \text{ ns}$. Widok na zewnętrzną powierzchnię dolnej ściany obudowy.







Rys. 22. Polaryzacja pionowa. Rozkład prądu powierzchniowego przy krawędziach otworu dla wybranych czasów podczas propagacji impulsu zaburzającego od przedniej ściany w głąb obudowy. Wektory pokazują kierunek przepływu umownego prądu elektrycznego (kierunek prądu elektronów jest przeciwny). W okręgach - wartości natężenia liniowej gęstości (umownego) prądu powierzchniowego w A/m. Pozycja impulsu zaburzającego – patrz rys. 18 i 20.

We wczesnej fazie oddziaływania zewnętrznego impulsu EM o polaryzacji pionowej na obudowę (przedział czasowy od $t = 0,138 \text{ ns}$ do $t = 0,178 \text{ ns}$, rys. 18a i 18b, w chwili $t = 0,178 \text{ ns}$ maksimum impulsu zaburzającego mija przednią ścianę obudowy) ujemny ładunek elektryczny gromadzi się na dolnej krawędzi przedniej ściany obudowy oraz przy górnej krawędzi otworu. Natomiast dodatni ładunek elektryczny występuje przy górnej krawędzi przedniej ściany obudowy oraz przy dolnej krawędzi otworu. Jak wynika z rys. 20a i 20b oraz 22a i 22b, taki rozkład ładunków elektrycznych spowodowany jest migracją

elektronów swobodnych pod wpływem pola elektrycznego z obszarów położonych przy górnej krawędzi przedniej ściany obudowy (i przyległych do nich obszarów na górnej ścianie). Przy analizie w/w rysunków należy wziąć pod uwagę, że kierunek migracji elektronów (prądu elektronowego) jest przeciwny do kierunku umownego prądu powierzchniowego prezentowanego na tych rysunkach.

Warto także odnotować, że w rozpatrywanym przedziale czasowym największy prąd powierzchniowy płynie po i przy krótszych krawędziach otworu. Jego liniowa gęstość rośnie zgodnie ze wzrostem amplitudy impulsu zaburzającego i wynosi 5 kA/m w czasie $t = 0,138$ ns (rys. 22a) oraz 19 kA/m w czasie $t = 0,178$ ns (rys. 22b)

W chwili $t = 0,224$ ns (rys. 18c) obszary ładunku ujemnego przy dolnej i dodatniego przy górnej krawędzi przedniej ściany obudowy powiększyły się (w szczególności widać to na ścianie górnej). Na górnej ścianie obudowy powstaje coraz wyraźniejszy pas gaussowski dodatniego ładunku elektrycznego związany z gaussowskim impulsem zaburzającym. Natomiast obszary ładunków elektrycznych wokół otworu zmniejszyły się, ograniczając się praktycznie do środków dolnej i górnej krawędzi otworu. Gęstość prądu powierzchniowego przy krótszych krawędziach otworu osiąga wartość 25 kA/m (rys. 22c).

W chwili $t = 0,254$ ns (rys. 18d) pas gaussowski dodatniego ładunku elektrycznego odrywa się od przedniej ściany obudowy i przemieszcza się, zgodnie z impulsem zaburzającym, na górnej ścianie obudowy w kierunku $-z$. Na dolnej i górnej krawędzi przedniej ściany obudowy utrzymuje się nadal duża gęstość ładunków elektrycznych, na dolnej - ujemnego ładunku elektrycznego a na górnej - dodatniego. W rejonach otworu nastąpiło przeładowanie ładunków. W wyniku tego przeładowania na dolnej krawędzi otworu powstały dwa obszary ujemnego ładunku elektrycznego a na górnej - dodatniego. W tym czasie prąd powierzchniowy na przedniej ścianie obudowy słabnie (rys. 20d) i osiąga wartość 12 kA/m na krótszych krawędziach otworu (rys. 22d).

W chwili $t = 0,350$ ns (rys. 18e), gdy i impuls zaburzający i towarzyszący mu pas gaussowski ładunku elektrycznego wyraźnie oddaliły się od przedniej ściany obudowy widać, że w obszarze pasa gaussowskiego na krawędziach prawej bocznej ściany obudowy znajdują się ładunki elektryczne o przeciwnej polaryzacji: dodatnie na górnej krawędzi a ujemne na dolnej. Na przedniej ścianie obudowy ładunek elektryczny istnieje głównie na środku dolnej (ładunek ujemny) i górnej (ładunek dodatni) krawędzi obudowy. W tym momencie prąd powierzchniowy (rys. 20e) płynie głównie w obszarze pasa gaussowskiego oraz przy krawędziach otworu. Największe wartości gęstości prądu przy krawędziach zmniejszyły się do wartości 8 kA/m (rys. 22e). Na ciągłych częściach przedniej ściany obudowy zmienił się

kierunek migracji elektronów swobodnych. Elektrony swobodne płyną od krawędzi dolnej do krawędzi górnej przedniej ściany obudowy.

W chwili $t = 0,514$ ns ładunek elektryczny (rys. 18f) oraz prąd powierzchniowy (rys. 20f) na powierzchni obudowy, istnieją głównie w pasie gaussowskim. Poza tym ładunek elektryczny występuje na długich krawędziach obudowy w pobliżu otworu. Prąd przy krawędziach otworu zmniejszył swoją gęstość i kierunek (rys. 22f).

W następnym przedziale czasowym od $t = 0,830$ ns do $t = 1,20$ ns (rys. 18g i 18h) w miarę oddalania się impulsu zaburzającego i pasa gaussowskiego ładunku elektrycznego od przedniej ściany obudowy ładunek elektryczny na przedniej ścianie zanika. W tym czasie również wartości gęstości prądu powierzchniowego przy krawędziach otworu maleją do wartości odpowiednio 2 kA/m i 0,7 kA/m (rys. 22g i 22h).

6.4. Model wnikania impulsu elektromagnetycznego o polaryzacji pionowej do wnętrza obudowy z otworem

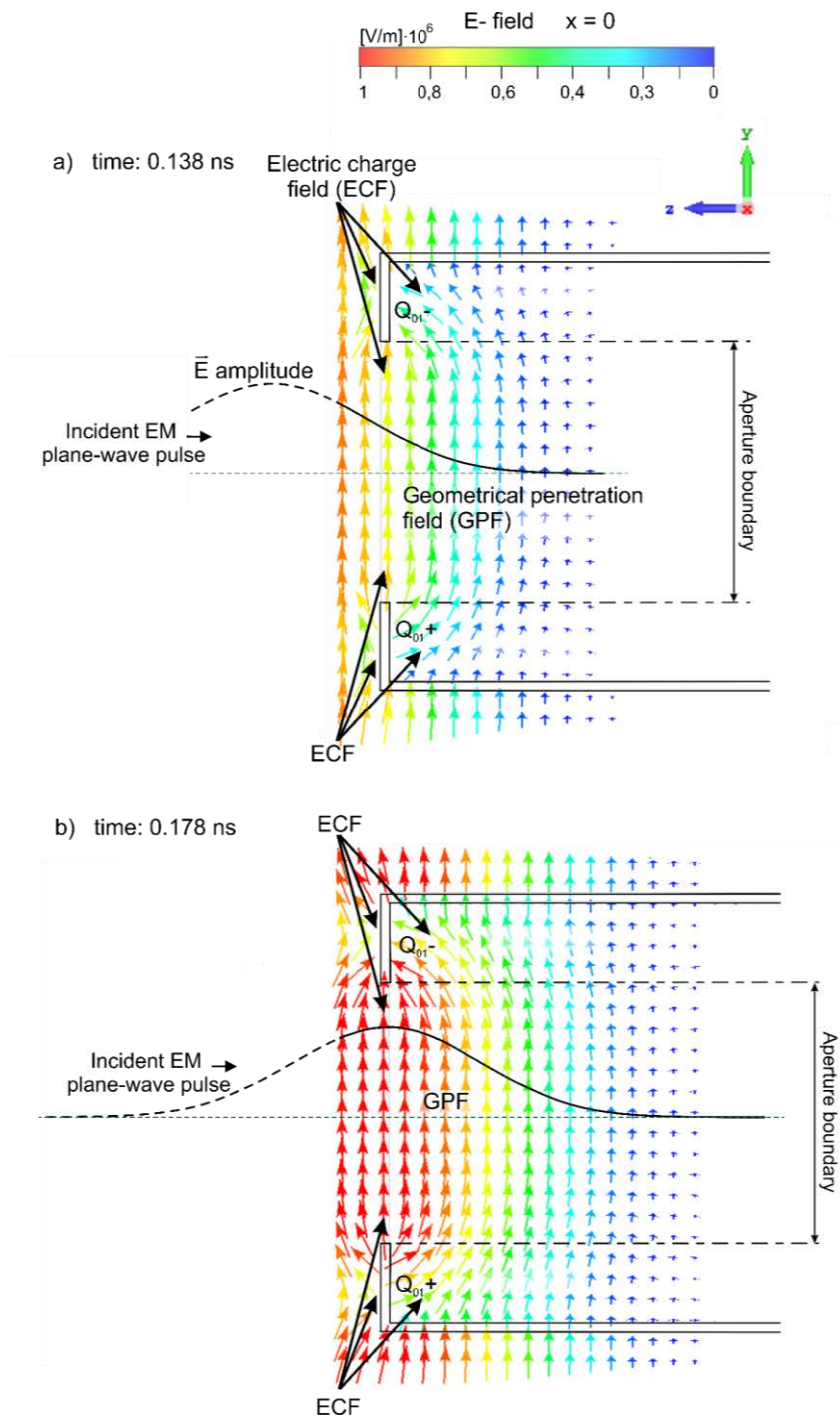
Jak wynika z dotąd przedstawionych wyników proces wnikania impulsu zaburzającego do wnętrza obudowy jest złożonym zjawiskiem elektromagnetycznym. Aby opracować model tego procesu należało przeanalizować związek między polem elektrycznym i magnetycznym we wnętrzu i na powierzchniach obudowy oraz ładunkiem i prądem elektrycznym na powierzchniach obudowy.

Na podstawie wyników symulacji zaprezentowanych w poprzednim rozdziale można sobie wyobrazić następujący mechanizm wnikania i rozwoju pola elektrycznego we wnętrzu obudowy. Mechanizm ten w najwcześniejszej fazie wnikania impulsu zaburzającego do wnętrza obudowy w obszarze przy otworze dla czasów $t = 0,138$ ns i $t = 0,178$ ns ilustruje mapy wektorowe w płaszczyźnie $x = 0$ odpowiednio na rys. 23a i 23b. W początkowej fazie wnikania impuls zaburzający oddziałujący na obudowę ekranującą powoduje migrację elektronów swobodnych na zewnętrznych i wewnętrznych powierzchniach przedniej ściany obudowy i powstanie obszaru ładunku dodatniego Q_{01+} (obszary z „odsłoniętą” siatką krystaliczną dodatnich jonów metalu) i obszaru ładunku ujemnego Q_{01-} (obszary z nadmiarem elektronów swobodnych) we wnętrzu obudowy odpowiednio przy dolnej (dłuższej) krawędzi otworu i przy górnej (dłuższej) krawędzi otworu. Obszary różnoimiennych ładunków Q_{01+} i Q_{01-} są źródłem pola elektrycznego we wnętrzu obudowy. W przekroju $x = 0$ pole elektryczne od takiego rozkładu ładunków jest podobne do pola „dipola” utworzonego przez dwa różnoimiennie ładunki, które są w znacznej odległości od siebie. Natężenie pola takiego dipola

jest najsilniejsze w pobliżu ładunków i znacznie słabsze w obszarach dalszych od ładunków. Kierunek pola elektrycznego dipola w pobliżu ładunków jest podobny do tego, jaki jest pokazany na rys. 23a i 23b dla ładunków Q_{01+} i Q_{01-} . W dalszych odległościach od ładunków słabe pole elektryczne dipola ma kierunek równoległy do osi dipola. Można z tego wywnioskować, że pole od ładunków Q_{01+} i Q_{01-} jest w dużej odległości od nich zgodnie z polem tej części impulsu zaburzającego, która wniknęła do wnętrza obudowy.

Z powyższego wynika, że w przedziale czasowym od $t = 0,138$ ns do $t = 0,178$ ns pole elektryczne we wnętrzu obudowy jest sumą pola wnikającego w sposób opisany przez optykę geometryczną (GPF - pole wnikające geometrycznie) i pola pochodzącego od ładunków elektrycznych zgromadzonych w obszarach przy dłuższych krawędziach otworu na wewnętrznej przedniej ścianie (czyli części pola elektrycznego ECF pochodzącego od ładunków elektrycznych znajdujących się na zewnętrznej i wewnętrznej powierzchni przedniej ściany obudowy). Wysokość wnikającego pola GPF jest ograniczona wysokością otworu. Pole elektryczne pochodzące od dodatnich i ujemnych ładunków elektrycznych na wewnętrznych ścianach obudowy „wypełnia” przestrzeń między górną i dolną ścianą obudowy a polem GPF.

Obraz powstawania pary obszarów ładunków komplementarnych Q_{01+} i Q_{01-} jest zgodny z wynikami rozkładu ładunku elektrycznego we wnętrzu obudowy przedstawionymi w podrozdziale 6.2. Podobnie poniższy opis powstania następnych par obszarów komplementarnych ładunków elektrycznych we wnętrzu obudowy wynika z podrozdziału 6.2.

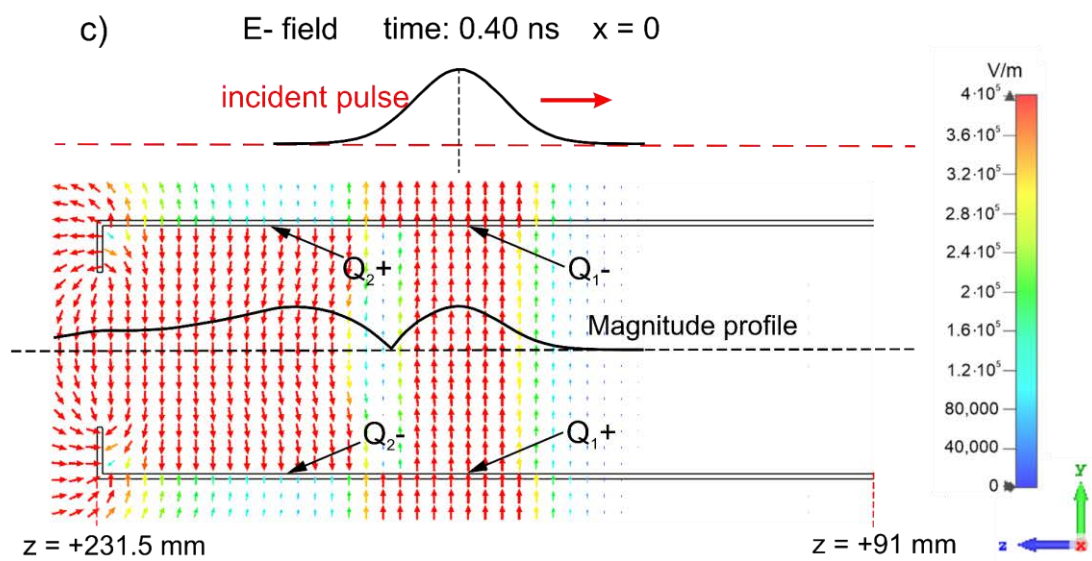
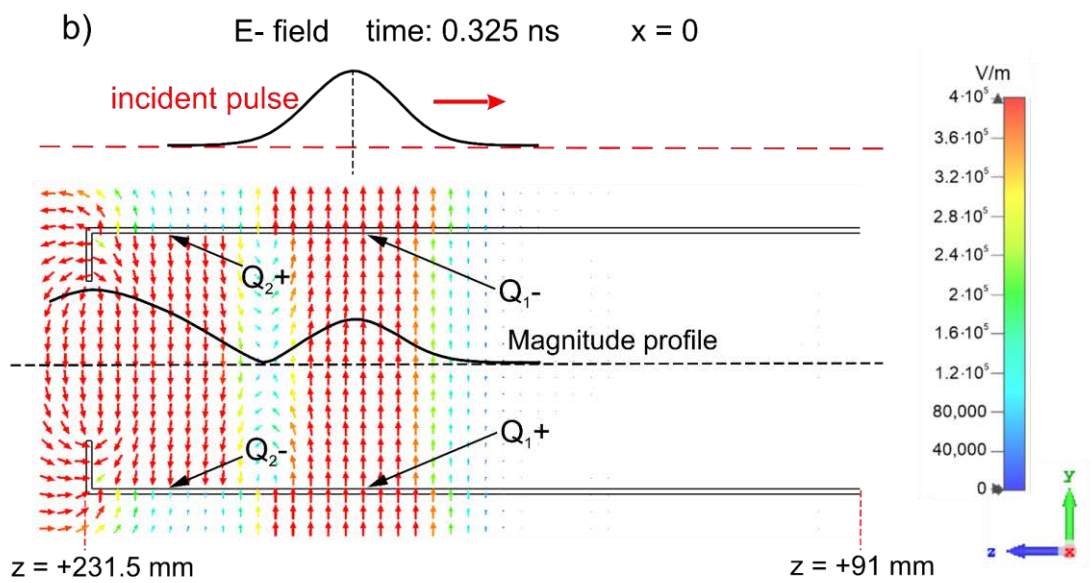
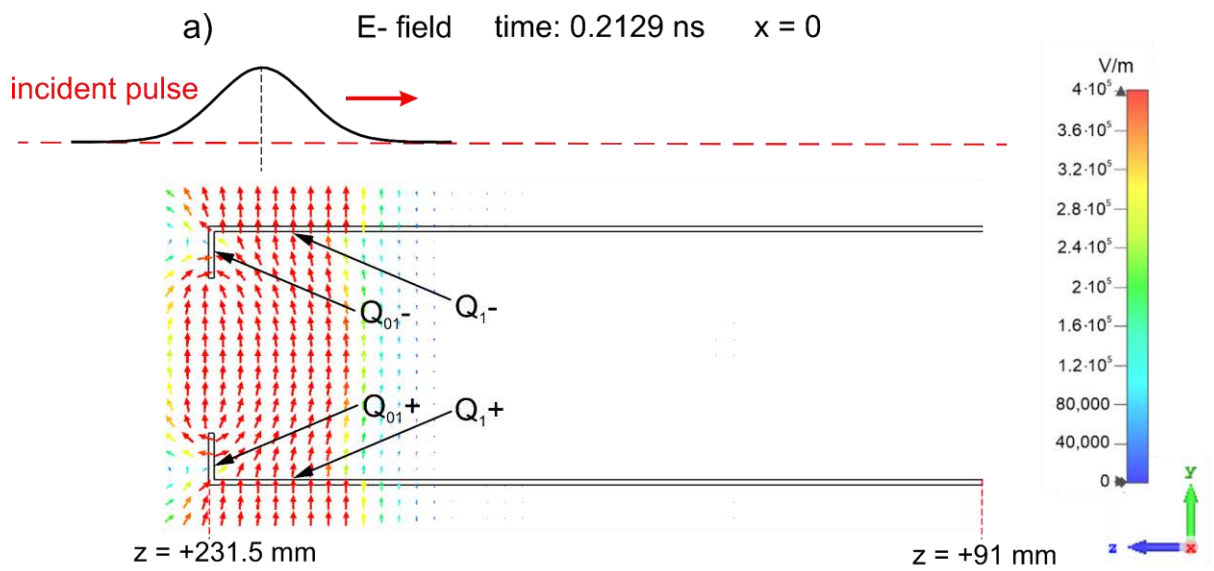


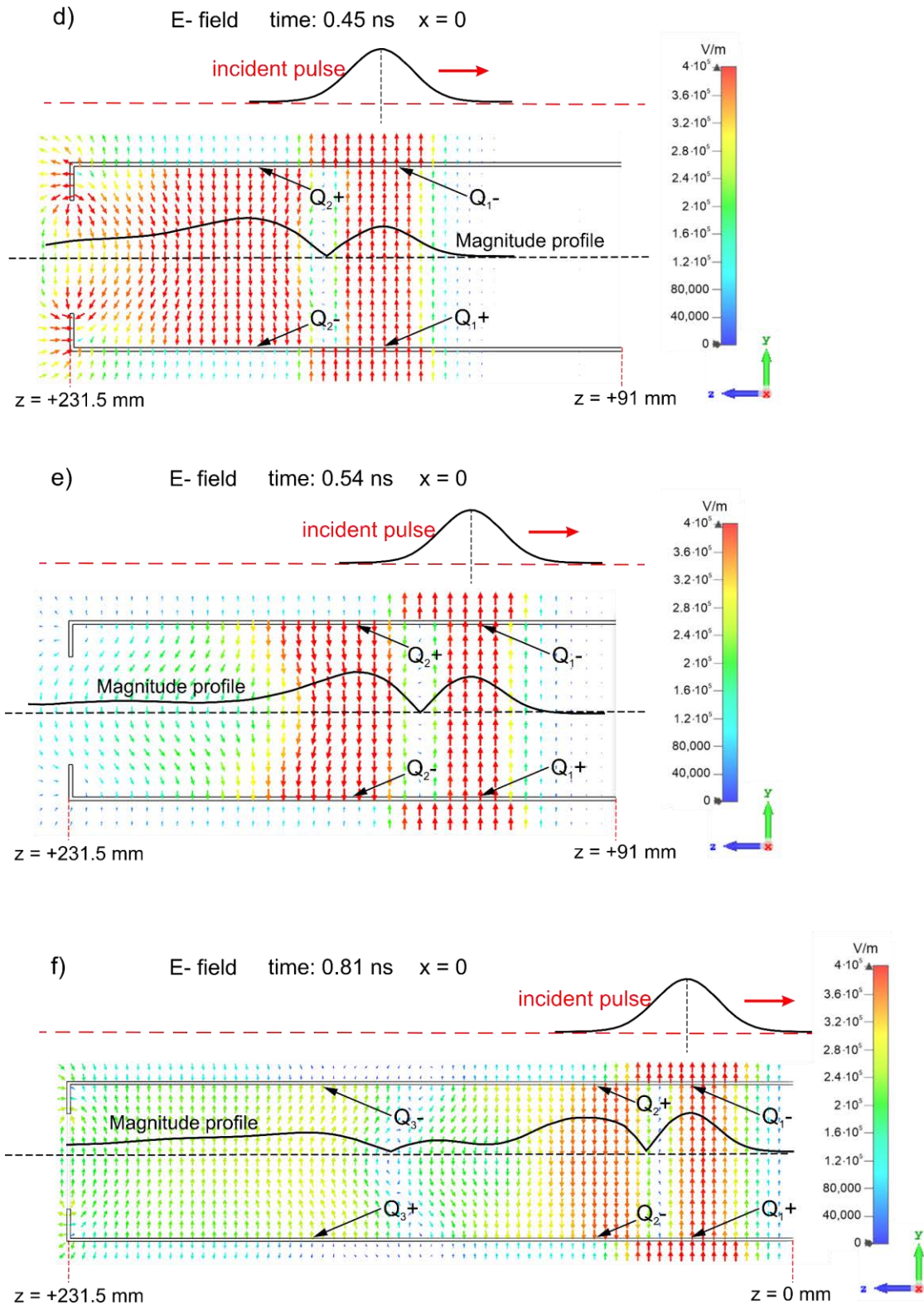
Rys. 23. Polaryzacja pionowa. Wczesna faza wnikania impulsu zaburzającego do wnętrza obudowy i rozwój pola elektrycznego we wnętrzu obudowy przy krawędziach otworu: a) $t = 0,138$ ns, b) $t = 0,178$ ns w płaszczyźnie yz dla $x = 0$. GPF – pole wnikające geometrycznie, ECF – pole elektryczne pochodzące od ładunków elektrycznych znajdujących się na zewnętrznej i wewnętrznej powierzchni przedniej ściany obudowy. Skala barw nie odzwierciedla faktycznych wartości amplitudy natężenia pola elektrycznego dla dużych wartości (powyżej wartości $2 \cdot 10^5$ V/m wszystkie wektory są koloru czerwonego). Zaznaczono położenie impulsu zaburzającego względem płaszczyzny przedniej ściany obudowy.

Dalszy rozwój pola elektrycznego w płaszczyźnie yz dla $x = 0$ ilustrują mapy wektorowe przedstawione na rys. 24 (od $t = 0,2129$ ns do $t = 0,81$ ns). W przedziale czasowym od $t = 0,178$ ns do $t = 0,2129$ ns para obszarów komplementarnych ładunków elektrycznych: Q_{01+} i Q_{01-} rozbudowuje się w taki sposób, że na wewnętrznych powierzchniach dolnej i górnej ściany obudowy pojawia się para obszarów komplementarnych ładunków elektrycznych składająca się z ładunków Q_{1+} i Q_{1-} (rys. 24a). Obszary ładunków Q_{1+} i Q_{1-} wytwarzają pole elektryczne, które „wypełnia” przestrzeń między wewnętrznymi powierzchniami dolnej i górnej ściany obudowy a polem wnikającym geometrycznie (GPF). Po czasie $t = 0,2129$ ns para obszarów komplementarnych ładunków elektrycznych (Q_{1+} , Q_{1-}) przemieszcza się po wewnętrznych powierzchniach dolnej i górnej ściany obudowy w stronę jej tylnej ściany (rys. 24b – 24f).

W chwili $t = 0,325$ ns (rys. 24b) widać, że przy dolnej i górnej krawędzi otworu nastąpiło przeładowanie obszarów ładunków elektrycznych. Jednocześnie na dolnej i górnej wewnętrznej ścianie obudowy powstała nowa para obszarów komplementarnych ładunków elektrycznych (Q_{2-} , Q_{2+}), które wytwarzają pole elektryczne skierowane przeciwnie do wypadkowego pola elektrycznego utworzonego przez pole GPF i parę obszarów komplementarnych ładunków elektrycznych (Q_{1+} , Q_{1-}) – rys. 24b. Z biegiem czasu wypadkowe pole (GPF + pole od pary obszarów Q_{1+} , Q_{1-}) oraz pole od pary obszarów Q_{2-} , Q_{2+} przemieszczają się w formie fal w kierunku tylnej ściany obudowy (np. rys. 24c- 24e).

Z rys. 24f wynika także, że po czasie $t = 0,81$ ns pary obszarów komplementarnych ładunków elektrycznych i odpowiadające im pola elektryczne przy przedniej ścianie obudowy zanikają.

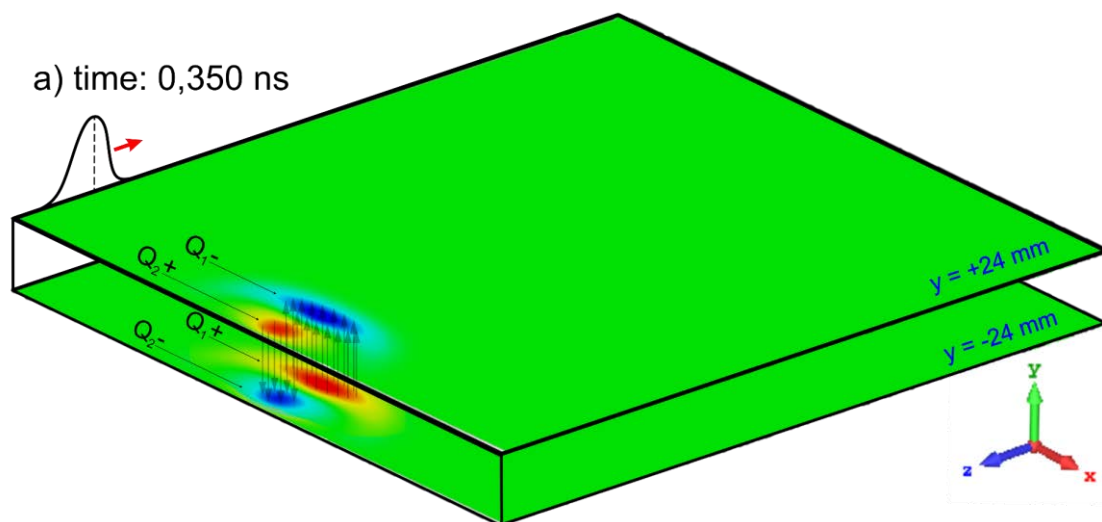


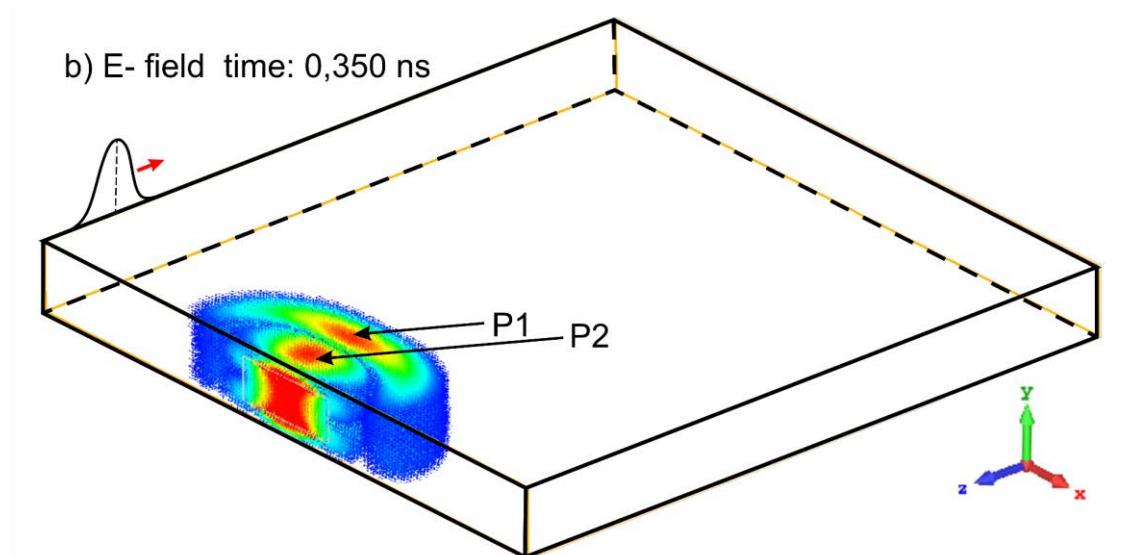


Rys. 24. Polaryzacja pionowa. Mapy wektorowe rozwoju pola elektrycznego we wnętrzu obudowy w płaszczyźnie yz ($x = 0$) dla kilku wybranych czasów. W chwili $t = 0$ początek impulsu zaburzającego przechodzi przez przednią ścianę obudowy. a) $t = 0,2129$ ns (tylna połowa maksymalnej amplitudy impulsu zaburzającego znajduje się na wysokości przedniej ścian obudowy), b) $t = 0,325$ ns (impuls zaburzający minął przednią ścianę obudowy), c) $t = 0,40$ ns, d) $t = 0,45$ ns, e) $t = 0,54$ ns i f) $t = 0,81$ ns - impuls zaburzający oddala się od przedniej ścian obudowy. Na rys. 24a-24f przedstawiono moduł natężenia pola elektrycznego wzdłuż kierunku z .

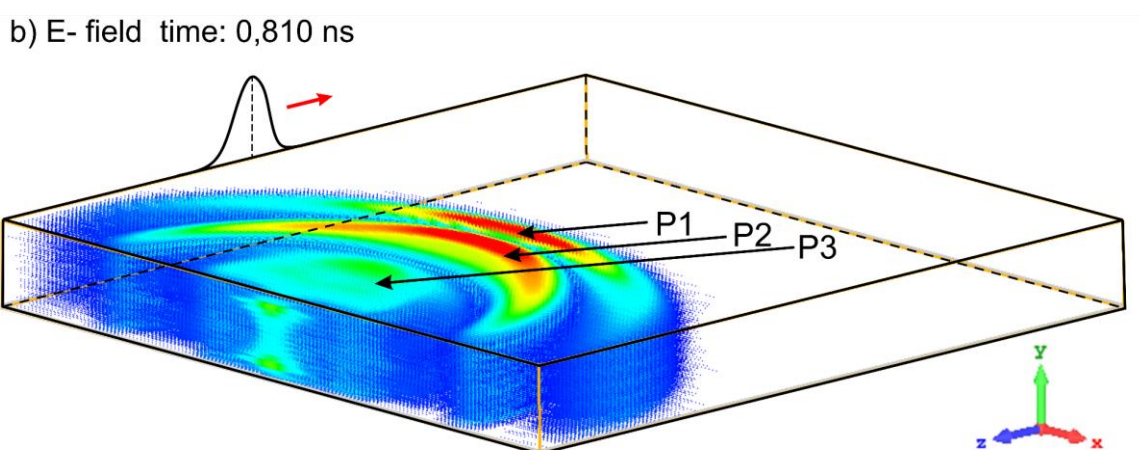
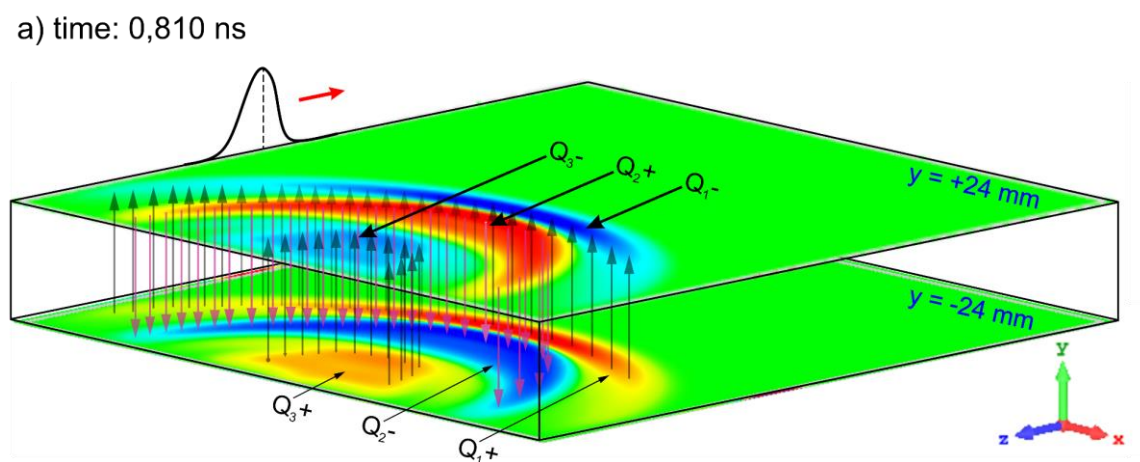
Biorąc pod uwagę rozważania przedstawione powyżej oraz w poprzednich podrozdziałach rozdziału 6 można proponowany model wnikania impulsu zaburzającego do wnętrza obudowy ekranującej z otworem przedstawić następująco. Wykorzystane do tego zostaną rys. 25 i 26, na których zilustrowano rozkłady ładunku elektrycznego na wewnętrznych powierzchniach dolnej i górnej ściany obudowy oraz odpowiadające tym ładunkom pola elektryczne dla wybranych czasów ($t = 0,350$ ns i $t = 0,81$ ns), kiedy impuls zaburzający całkowicie minął już płaszczyznę przedniej ściany obudowy i kontynuuje przemieszczanie się w stronę tylnej ściany obudowy. Zaburzające pole EM wnikające do wnętrza obudowy powoduje ruch elektronów swobodnych na wewnętrznych powierzchniach dolnej i górnej ściany obudowy i pojawienie się na każdej z tych powierzchni par obszarów komplementarnych ładunków elektrycznych. Na rys. 25 i 26 pokazane są trzy pierwsze takie pary obszarów Q_{1+} i Q_{1-} , Q_{2+} i Q_{2-} oraz Q_{3+} i Q_{3-} . Każda z par obszarów składa się z obszaru o ładunku dodatnim (oznaczonym na rys. 25 i 26 kolorem czerwonym) i obszaru o ładunku ujemnym (oznaczonym kolorem niebieskim).

Pary obszarów komplementarnych ładunków elektrycznych wytwarzają prostopadłe do zewnętrznej dolnej i górnej ściany obudowy pola elektryczne. Pola pierwszej pary obszarów ładunków Q_{1+} i Q_{1-} sprzęga się z zaburzającym polem elektrycznym wnikającym zgodnie z optyką geometryczną do obudowy przez otwór, tworząc strukturę falową fali pierwotnej P1 opisaną w podrozdziale 6.1. Pola elektryczne par obszarów komplementarnych ładunków elektrycznych Q_{2+} i Q_{2-} oraz Q_{3+} i Q_{3-} to struktury zaprezentowane w podrozdziale 6.1 odpowiednio jako fale pierwotne P2 i P3. Dla porównania fale pierwotne P1, P2 i P3 zostały pokazane na rys. 25b i 26b.





Rys. 25. Polaryzacja pionowa. Czas $t = 0,350$ ns. a) Pary obszarów komplementarnych ładunków elektrycznych Q_{1+} i Q_{1-} oraz Q_{2+} i Q_{2-} na wewnętrznych ścianach obudowy (dolnej i górnej), b) Fale pierwotne P1 i P2 wewnątrz obudowy z otworem (podrozdział 6.1). Pokazane jest aktualne położenie impulsu zaburzającego.



Rys. 26. Polaryzacja pionowa. Czas $t = 0,810$ ns. a) Pary obszarów komplementarnych ładunków elektrycznych Q_{1+} i Q_{1-} , Q_{2+} i Q_{2-} oraz Q_{3+} i Q_{3-} na wewnętrznych ścianach obudowy (dolnej i górnej), b) Fale pierwotne P1, P2 i P3 wewnątrz obudowy z otworem (podrozdział 6.1). Pokazane jest aktualne położenie impulsu zaburzającego.

Z otrzymanych rezultatów wynika, że proces wnikania impulsu zaburzającego do wnętrza obudowy ekranującej z otworem jest złożonym zjawiskiem elektromagnetycznym. Jednak dzięki szerokiemu zakresowi badań związków między polem elektrycznym i magnetycznym, ładunkiem elektrycznym oraz prądem powierzchniowym udało się zaprezentować spójny model procesu wnikania impulsu zaburzającego do wnętrza obudowy z otworem. Analiza wyników opisanych w rozdziale 6 umożliwiła powiązanie migracji elektronów swobodnych i przepływu prądu powierzchniowego z procesem rozwoju par obszarów komplementarnych ładunków elektrycznych z polem elektromagnetycznym spowodowanym przez impuls zaburzający.

7. Własne badania symulacyjne - polaryzacja równoległa padającej fali EM³

Własne badania symulacyjne obejmują dwa przypadki polaryzacji impulsu zaburzającego: polaryzację pionową i polaryzację równoległą. W rozdziale 6 przedstawione są wyniki badań dla przypadku impulsu zaburzającego o polaryzacji pionowej. W niniejszym rozdziale zaprezentowano wyniki badań symulacyjnych dla przypadku impulsu zaburzającego o polaryzacji równoległej. W przypadku impulsu zaburzającego o polaryzacji równoległej wektor natężenia pola elektrycznego fali padającej jest równoległy do dolnej i górnej ściany obudowy (także jest równoległy do dłuższych krawędzi otworu).

7.1. Wizualizacja 3D i 2D rozwoju pola elektromagnetycznego wewnątrz obudowy ekranującej z perforacją technologiczną - rozkłady modułów pola elektrycznego i magnetycznego we wnętrzu obudowy

Podobnie jak dla polaryzacji pionowej pole EM wytworzone wewnątrz obudowy przez subnanosekundowym impuls zaburzający o polaryzacji równoległej jest superpozycją części pola EM impulsu zaburzającego wnikającego do wnętrza obudowy przez otwór w sposób opisany przez optykę geometryczną, pola elektrycznego wytwarzanego przez ładunki elektryczne powstałe przy krawędziach otworu i na wewnętrznych ścianach obudowy oraz pola magnetycznego wytworzonego przez prąd powierzchniowy płynący po wewnętrznych i zewnętrznych ścianach obudowy.

Rys. 27 i 28 przedstawiają wizualizacje odpowiednio trójwymiarowego (3D) i dwuwymiarowego (2D) czasowego i przestrzennego rozwoju pola elektrycznego (lewa kolumna) i magnetycznego (prawa kolumna) wewnątrz obudowy ekranującej. Na rys. 28 zaznaczono aktualną pozycję impulsu zaburzającego na górnej powierzchni obudowy. Inne informacje (np. wartości natężenia pola elektrycznego i magnetycznego) dotyczące rozwoju pola elektrycznego i magnetycznego w obudowie można znaleźć na dwuwymiarowych obrazach przedstawionych na rys. 28.

Rozwój pola EM wewnątrz obudowy można podzielić, analogicznie jak w przypadku polaryzacji pionowej, na dwie fazy: falową i interferencyjną.

³ Magdalena Budnarowska, Jerzy Mizeraczyk, Kamil Bargieł, Development of the EM field in a shielding enclosure with aperture after interference caused by a subnanosecond high-power parallelly polarized EM plane wave pulse, *Energies*, 16(2), s. 1-25, 2023

Rys. 27Ea i 28Ea przedstawiają inicjację pola elektrycznego na początku fazy falowej, w płaszczyźnie otworu w czasie $t = 0,1375$ ns, czyli w momencie, kiedy połowa maksymalnej amplitudy impulsu zaburzającego znajduje się w płaszczyźnie przedniej ściany obudowy. Impuls zaburzający wnikający do wnętrza obudowy inicjuje w jej wnętrzu powstawanie przestrzennej struktury elektromagnetycznej. Ta przestrzenna struktura elektromagnetyczna ma postać fali nazwanej, analogicznie jak w przypadku polaryzacji pionowej (podrozdział 6.1) pierwszą falą pierwotną, oznaczoną na rys. 27 i 28 jako P1. Fala P1 składa się z fali elektrycznej (lewa kolumna na rys. 27 i 28) i magnetycznej (prawa kolumna). Poniżej rozwój pola EM we wnętrzu obudowy jest opisany na przykładzie fali elektrycznej.

W przedziale czasu od $t = 0,1779$ ns do $t = 0,2179$ ns (rys. 27Eb-27c i 28Eb-28Ec) impuls zaburzający przemieszcza się w kierunku tylnej ściany obudowy, powodując dalszy rozwój pierwszej fali pierwotnej P1 w jej wnętrzu. W czasie $t = 0,1779$ ns, kiedy maksimum impulsu zaburzającego mija przednią ścianę obudowy, moduł natężenia pola elektrycznego w otworze osiąga wartość równą maksymalnej amplitudzie impulsu zaburzającego (rys. 27Eb i 28Eb).

Na rys. 27Ed, 28Ed przedstawiono rozkłady pola elektrycznego w czasie $t = 0,325$ ns, tzn. wtedy, kiedy impuls zaburzający całkowicie minął już przednią ścianę obudowy. W tym czasie we wnętrzu obudowy funkcjonuje już całkowicie rozwinięta pierwsza fala pierwotna P1 i rozwija się druga fala pierwotna P2.

W przedziale czasu od $t = 0,51$ ns do $t = 0,96$ ns (rys. 27Ee-27Eh, 28Ee-28Eh), kiedy impuls zaburzający oddala się od przedniej ściany obudowy, dla jednoznaczności wypowiedzi we wnętrzu obudowy powstają i rozwijają się kolejne fale pierwotne. W momencie $t = 0,51$ ns (rys. 27Ee i 28Ee) we wnętrzu obudowy istnieją trzy fale pierwotne P1, P2 i P3. Po tym czasie formują się kolejne fale pierwotne P4 i P5 (rys. 27Ef-27Eh). Na rys. 27Ee-27Eh i 28Ee-28Eh widać, że natężenie pola elektrycznego osiąga największe wartości w okolicach środków poszczególnych fal. Maleje ono stopniowo w kierunku frontu i tyłu poszczególnych fal oraz w stronę ich skrzydeł.

Jak widać z rys. 27 i 28, dla przypadku polaryzacji równoległej pierwotne mają geometrię u-kształtnego walca o owalnym przekroju poprzecznym z podstawami walca zaczynającymi się i kończącymi na wewnętrznej powierzchni przedniej ściany obudowy. Jak zostanie to wyjaśnione w podrozdziale 7.2, podstawami u-kształtnego walca są pary wysp komplementarnych ładunków elektrycznych zlokalizowanych po obu stronach krótszych krawędzi otworu. Rozwój czasowy fal pierwotnych polega na tym, że fronty u-kształtnej fali walcowej przesuwają się w kierunku tylnej ściany obudowy a jej podstawy oddalają się od siebie. Wynika z tego, że w przypadku polaryzacji równoległej fale pierwotne różnią się nie

tylko kształtem przestrzennym od kształtu fal pierwotnych przy polaryzacji pionowej (fale o kształcie niepełnych pierścieni o przekroju podłużnym podobnym do sierpa Księżyca i prostokątnym przekroju poprzecznym, podrozdział 6.1), ale także formą propagacji we wnętrzu obudowy.

Z upływem czasu, w przedziale od $t = 1,40$ ns do $t = 1,70$ ns (rys. 27Ei-27Ek i 28Ei-28Ek), skrzydła fal pierwotnych docierając do ścian bocznych obudowy zaczynają się od nich odbijać. W wyniku zachodzących odbić powstają po lewej i prawej stronie obudowy fale odbite (S1l, S1r, S2l i S2r), nazywane również falami wtórnymi. Skutkiem tego są lokalne wzmocnienia i tłumienia kolejnych fal pierwotnych. W chwili $t = 1,5$ ns (rys. 27Ej i 28Ej) front pierwszej fali pierwotnej dociera do tylnej ściany obudowy, a następnie odbija się od niej.

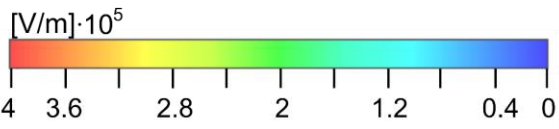
Rozkład pola elektrycznego w przedziale czasowym od $t = 1,70$ ns do $t = 1,80$ ns (rys. 27Ek-27El oraz 28Ek i 28El) ilustruje skutki odbicia się pierwszej fali pierwotnej P1 od tylnej ściany obudowy. Zjawisko to lepiej wizualizują rozkłady 2D przedstawione na rys. 28Ek i 28El. Na rysunkach widać wyraźnie, że w wyniku zmiany zwrotu polaryzacji pierwszej fali pierwotnej P1 po odbiciu od tylnej ściany obudowy na zgodną z polaryzacją drugiej fali pierwotnej P2 zachodzi konstruktywna interferencja obu fal i lokalne wzmocnienia pola elektrycznego przy tylnej ścianie obudowy.

W przedziale czasowym od $t = 1,90$ ns do ok. $t = 3$ ns (rys. 27Em-27Eo i 28Em-28Eo) odbiciom od tylnej ściany obudowy ulegają pozostałe fale pierwotne i wtórne przemieszczające się w kierunku tej ściany. Po odbiciu od tylnej ściany obudowy kolejne fale zaczynają propagować w stronę przedniej ściany obudowy oraz ścian bocznych.

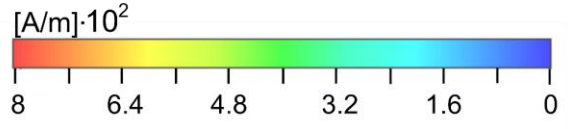
Z upływem czasu z powodu rosnącej liczby zachodzących interferencji fal pierwotnych i wtórnych we wnętrzu obudowy tworzą się zmienne w czasie i przestrzeni geometrycznie skomplikowane trójwymiarowe rozkłady pola elektrycznego, a także magnetycznego, trudne do zobrazowania (rys. 27Ep-27Ev). Tę fazę rozwoju pola EM we wnętrzu obudowy nazywamy fazą interferencyjną. W tym przypadku łatwiejszy dla percepcji obraz pola EM we wnętrzu obudowy można otrzymać, prezentując dwuwymiarowe rozkłady pola EM w wybranych przekrojach wnętrza obudowy (rys. 28Ep-28Ev). Rozkłady pola EM przedstawione w tych przekrojach nazywane są, ze względu na nietypową geometrię mozaikami interferencyjnymi pola elektrycznego i magnetycznego. Fale pierwotne i wtórne oraz mozaiki interferencyjne pola elektrycznego i magnetycznego poruszają się między przednią i tylną ścianą obudowy ulegając kolejnym odbiciom od tych ścian a także od ścian bocznych obudowy. Amplitudy pola elektrycznego i magnetycznego we wnętrzu obudowy maleją w czasie. Pola te doznają strat energetycznych z powodu wypływu części energii pola EM przez otwór przy kolejnych

odbiciach od przedniej ściany obudowy. Największe wartości amplitud pola elektrycznego i magnetycznego występują w tych obszarach mozaik interferencyjnych, które leżą wzdłuż osi z. Pole EM we wnętrzu obudowy wykazuje symetrię osiową względem osi z.

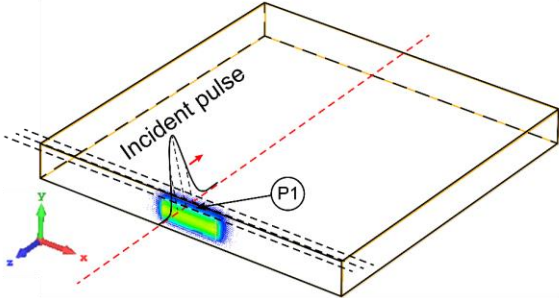
E- field



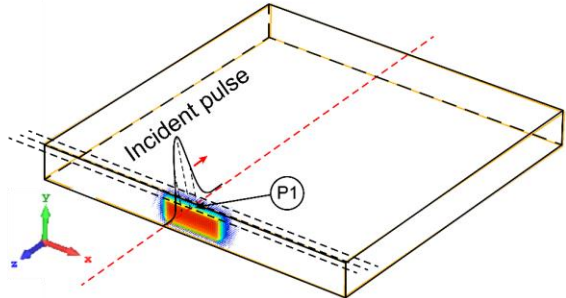
H- field



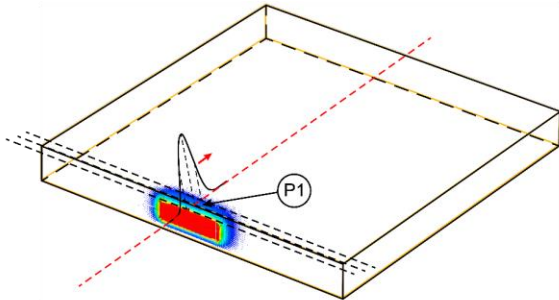
Ea) E- field 3D time: 0.1375 ns



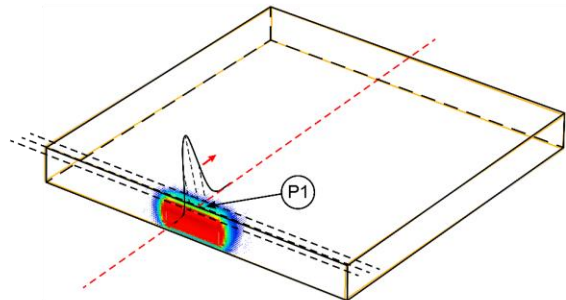
Ha) H- field 3D time: 0.1375 ns



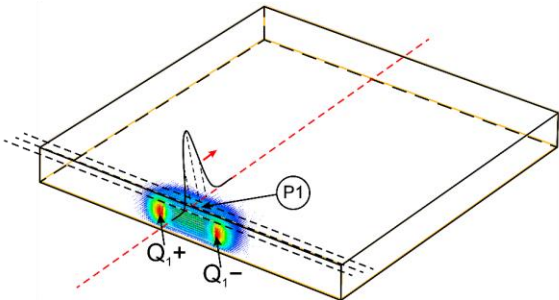
Eb) E- field 3D time: 0.1779 ns



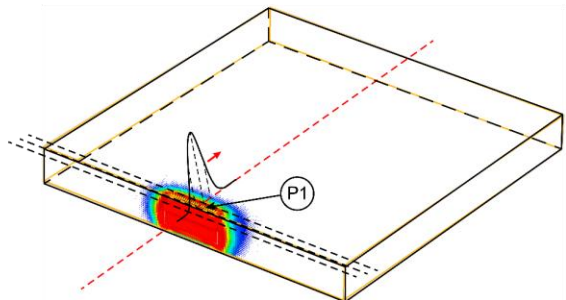
Hb) H- field 3D time: 0.1779 ns



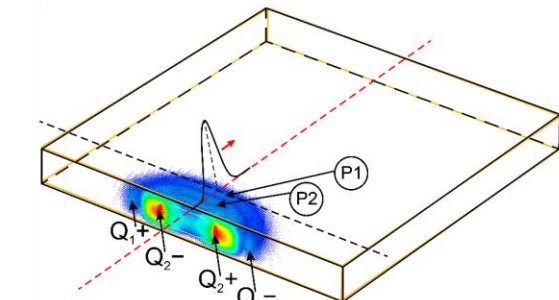
Ec) E- field 3D time: 0.2179 ns



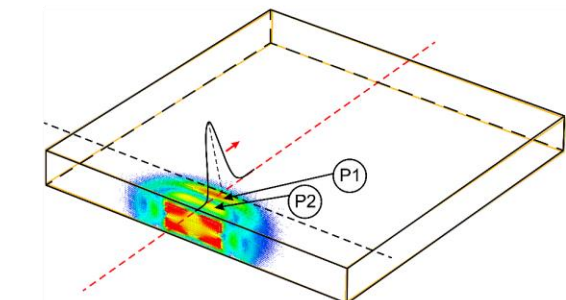
Hc) H- field 3D time: 0.2179 ns

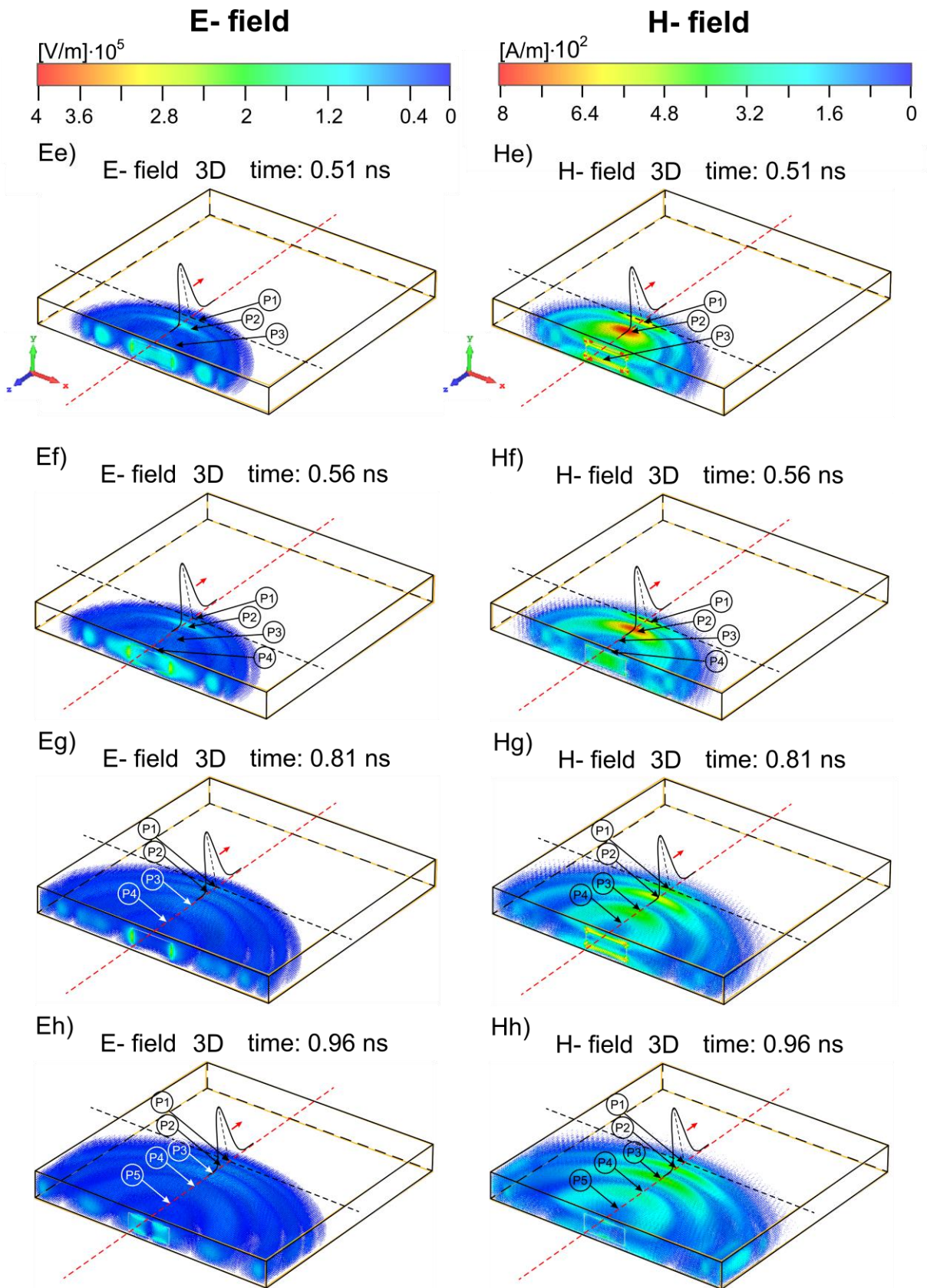


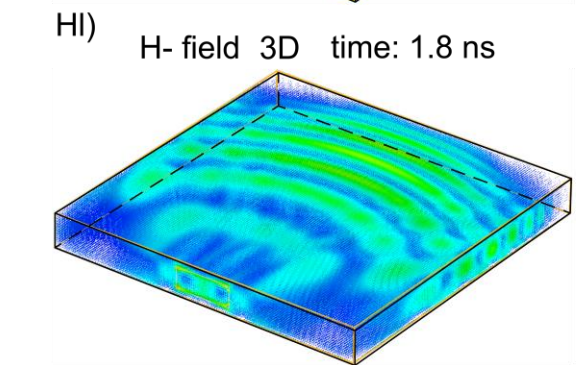
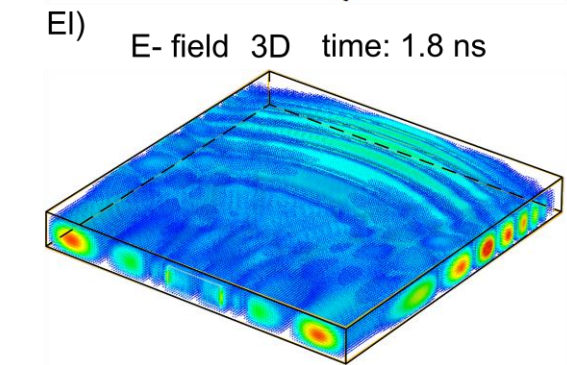
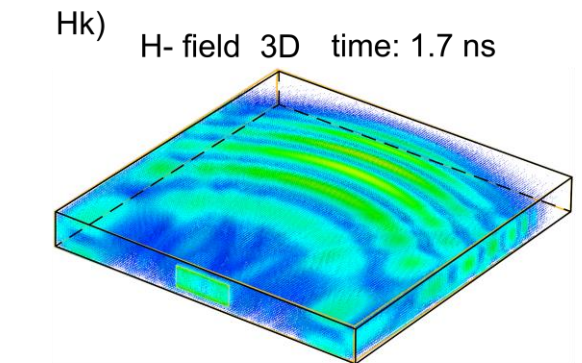
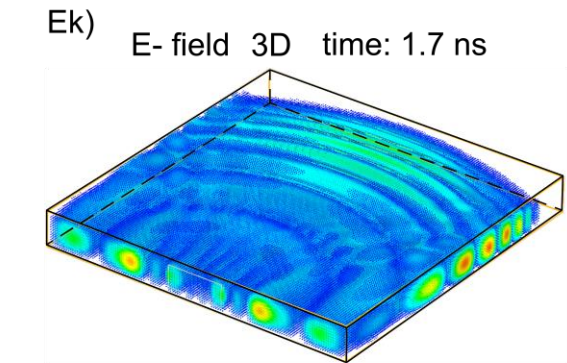
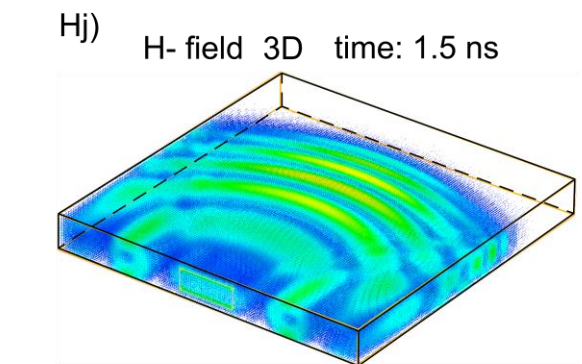
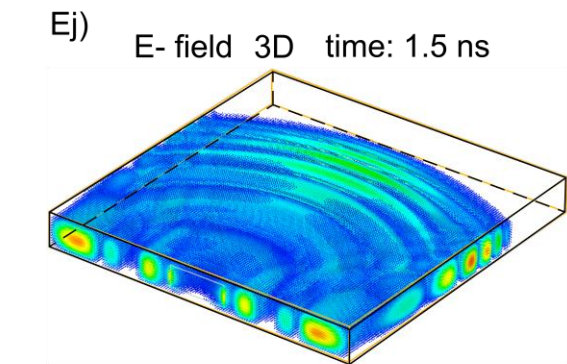
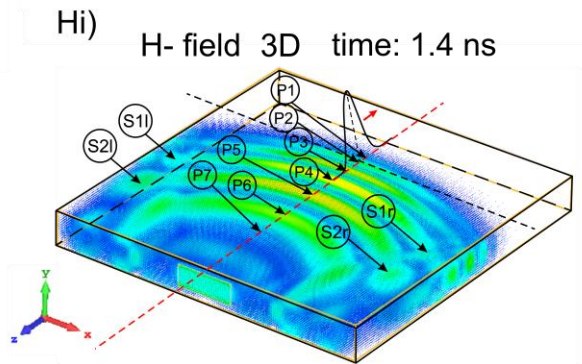
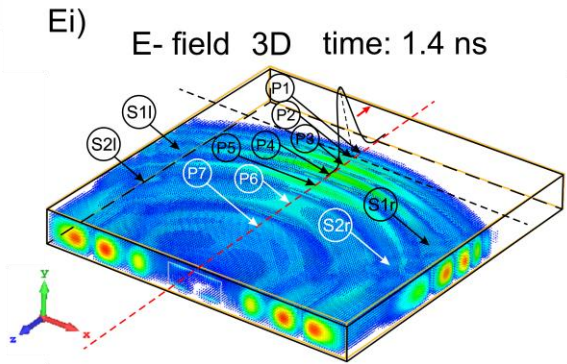
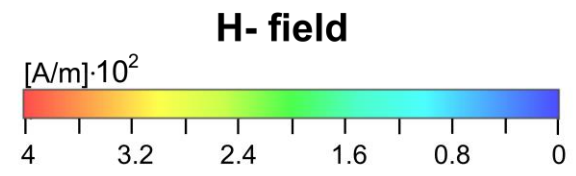
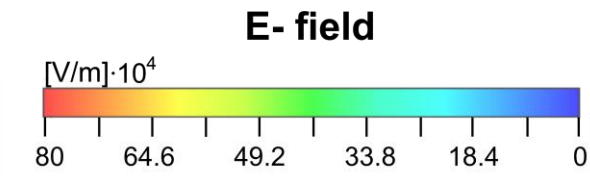
Ed) E- field 3D time: 0.325 ns



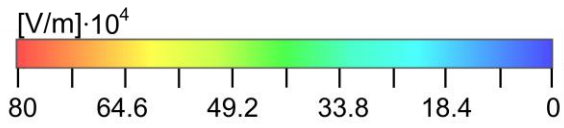
Hd) H- field 3D time: 0.325 ns



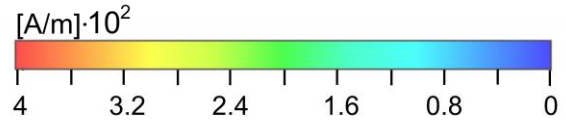




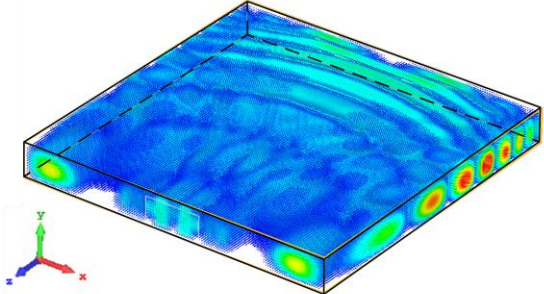
E- field



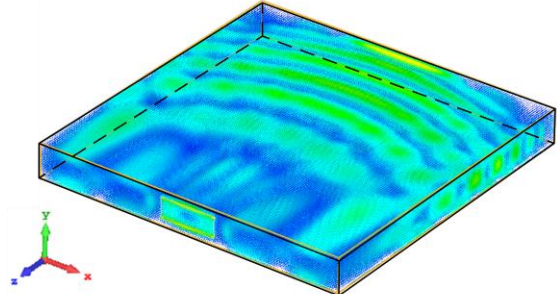
H- field



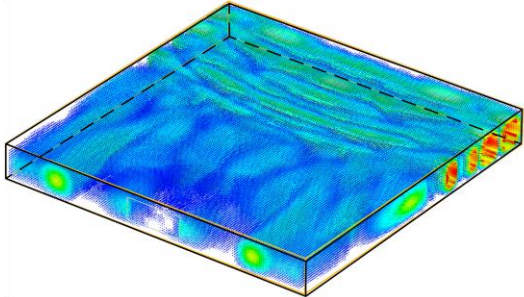
Em) E- field 3D time: 1.9 ns



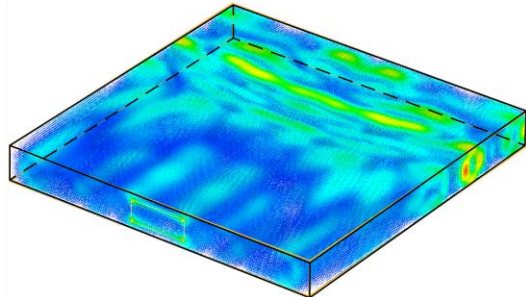
Hm) H- field 3D time: 1.9 ns



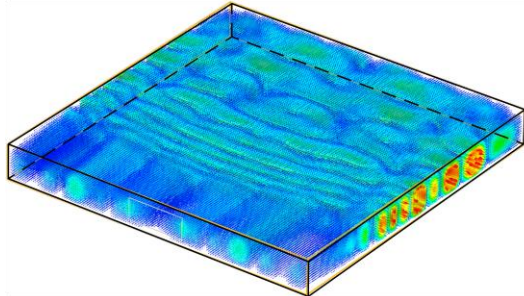
En) E- field 3D time: 2.55 ns



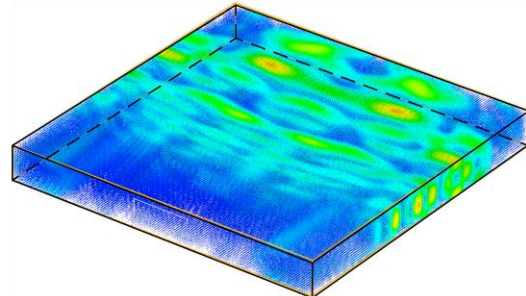
Hn) H- field 3D time: 2.55 ns



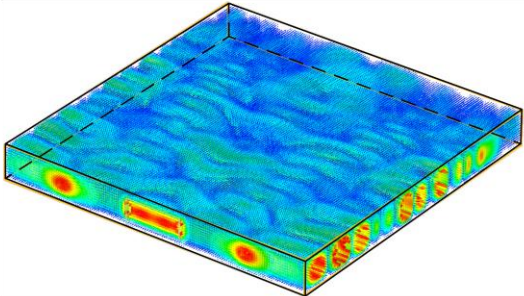
Eo) E- field 3D time: 3 ns



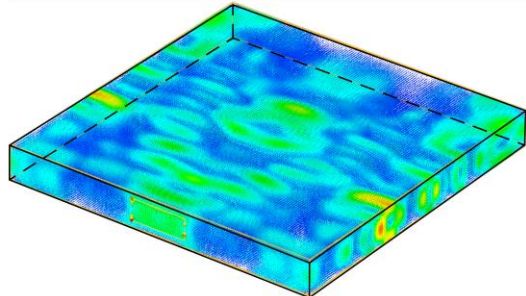
Ho) H- field 3D time: 3 ns



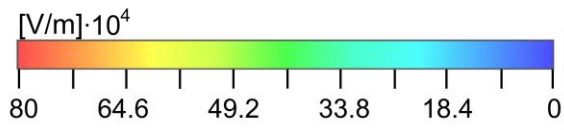
Ep) E- field 3D time: 4.7 ns



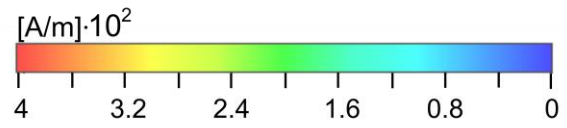
Hp) H- field 3D time: 4.7 ns



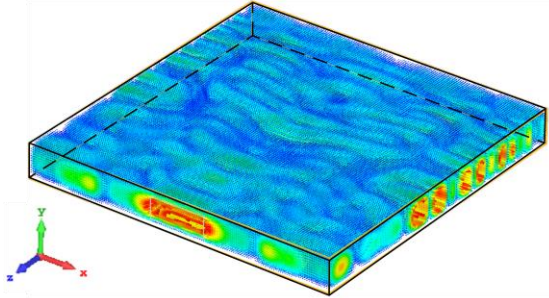
E- field



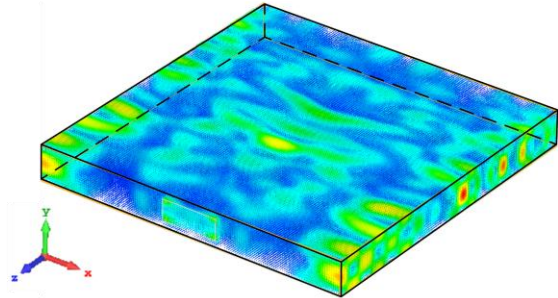
H- field



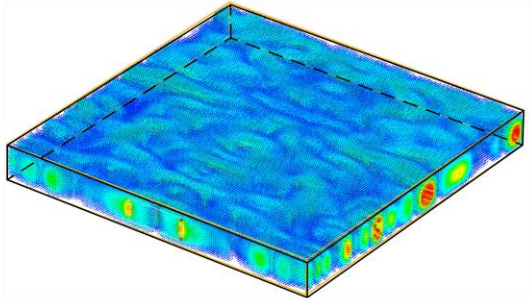
Eq) E- field 3D time: 5 ns



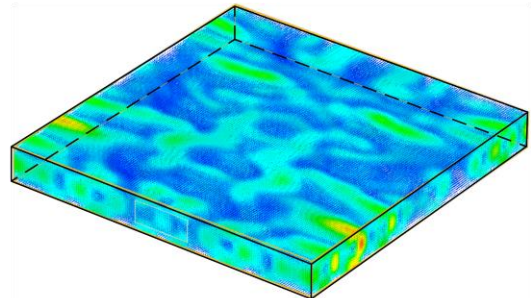
Hq) H- field 3D time: 5 ns



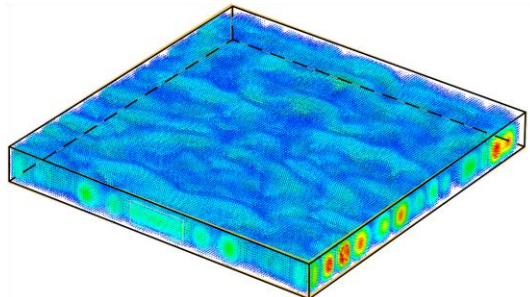
Er) E- field 3D time: 10 ns



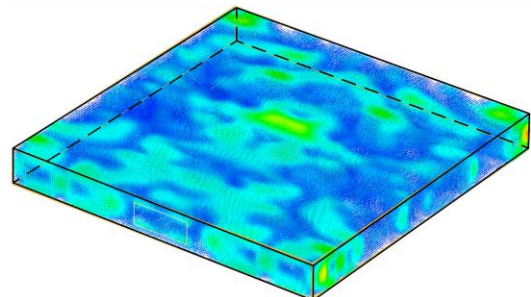
Hr) H- field 3D time: 10 ns



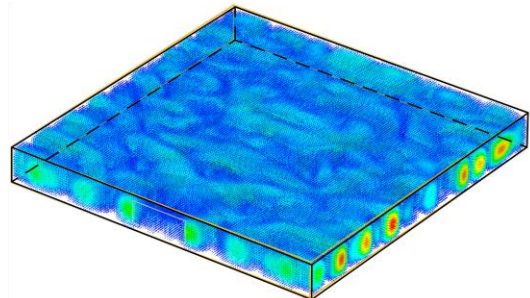
Es) E- field 3D time: 15 ns



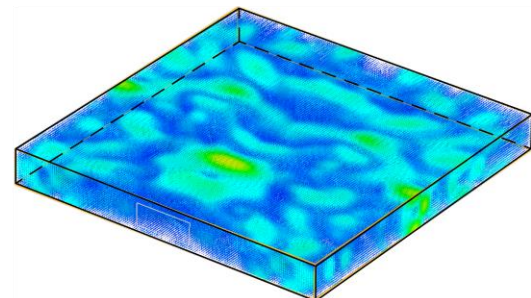
Hs) H- field 3D time: 15 ns

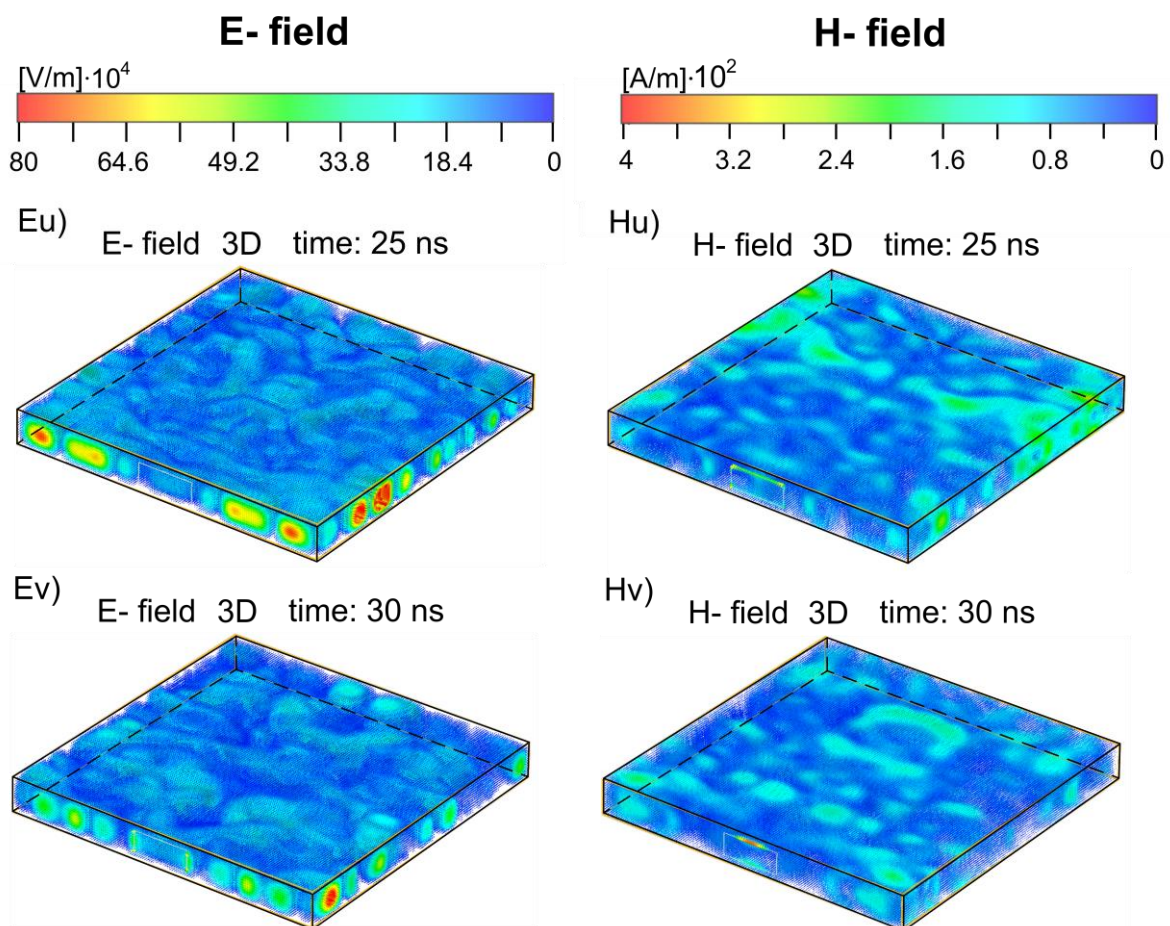


Et) E- field 3D time: 20 ns

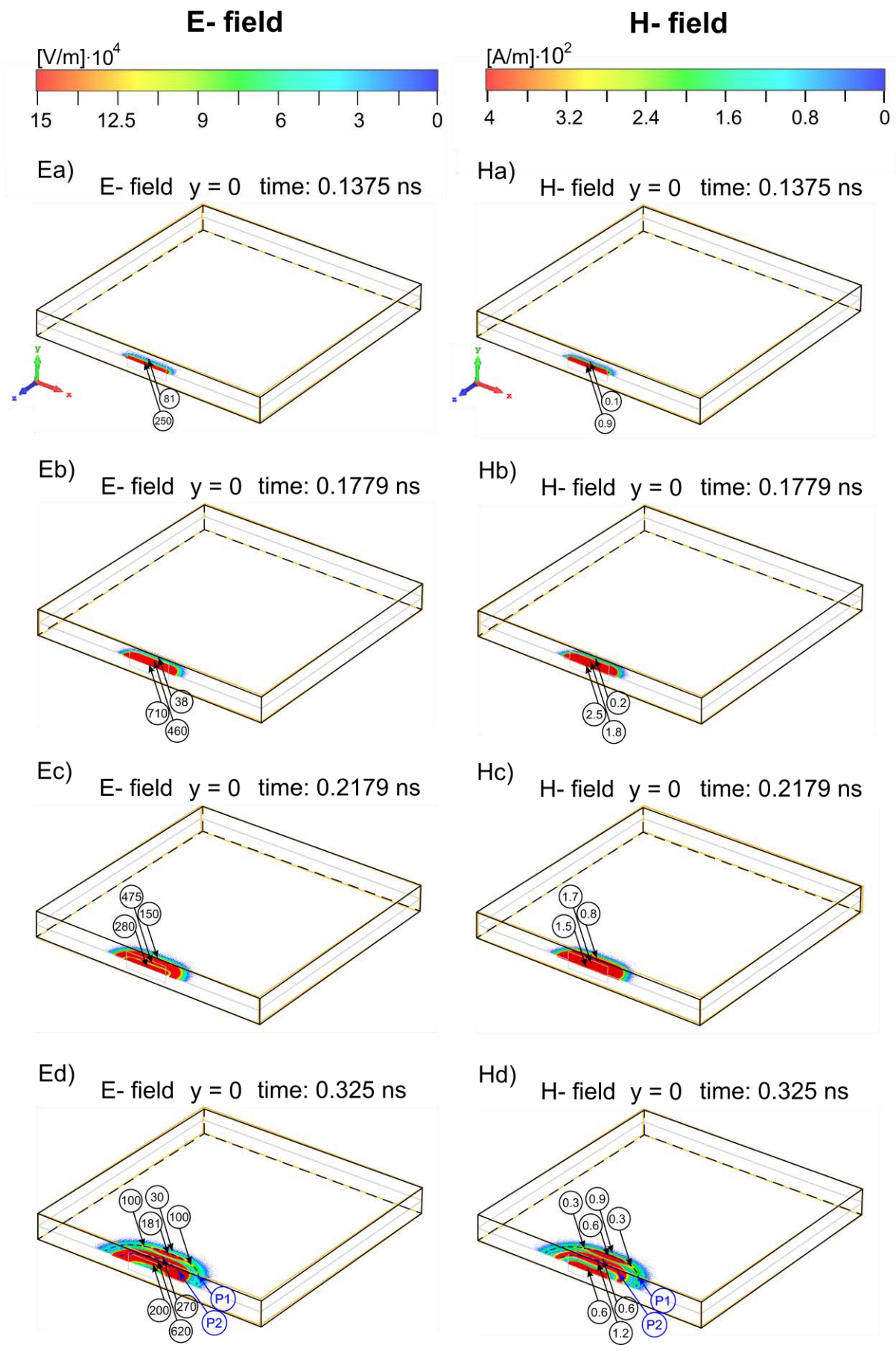


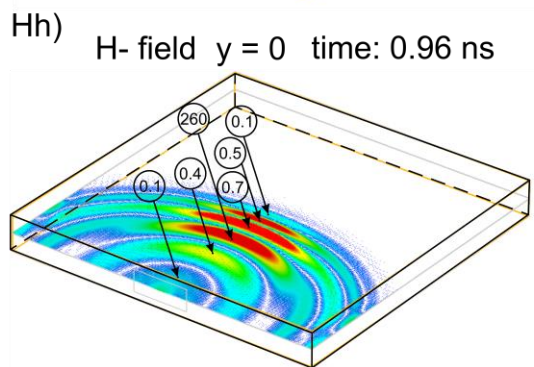
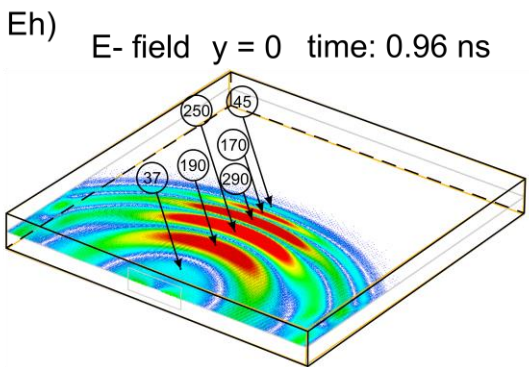
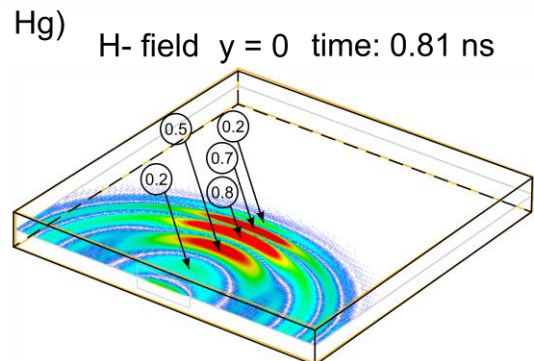
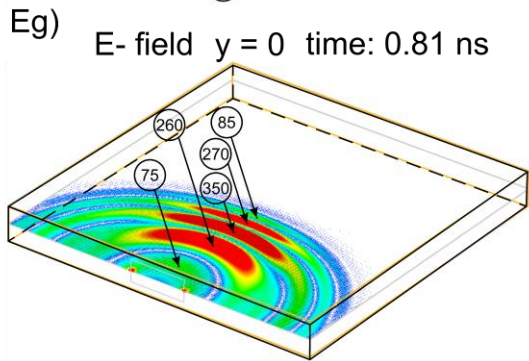
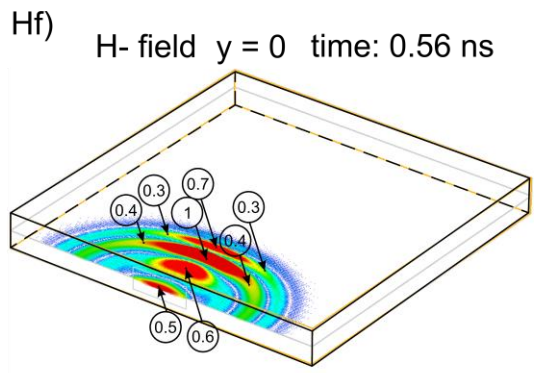
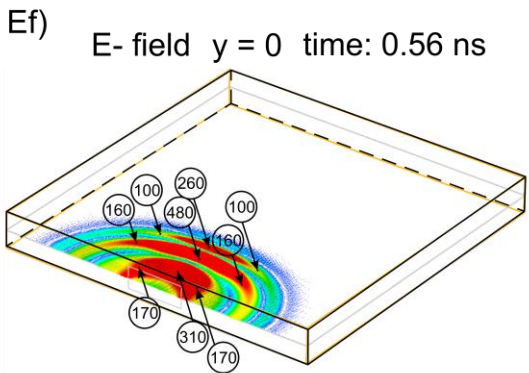
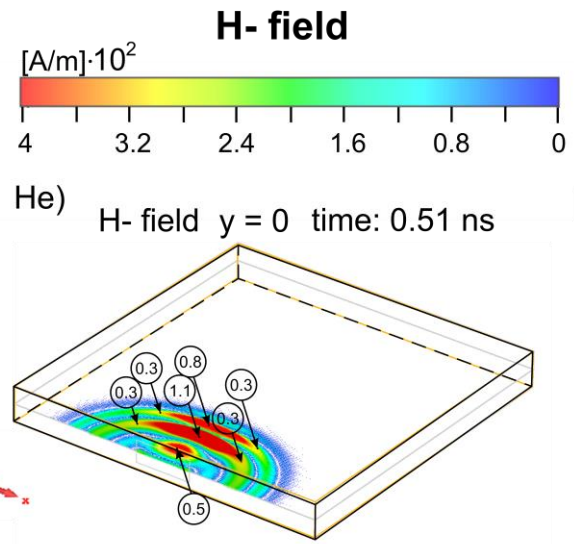
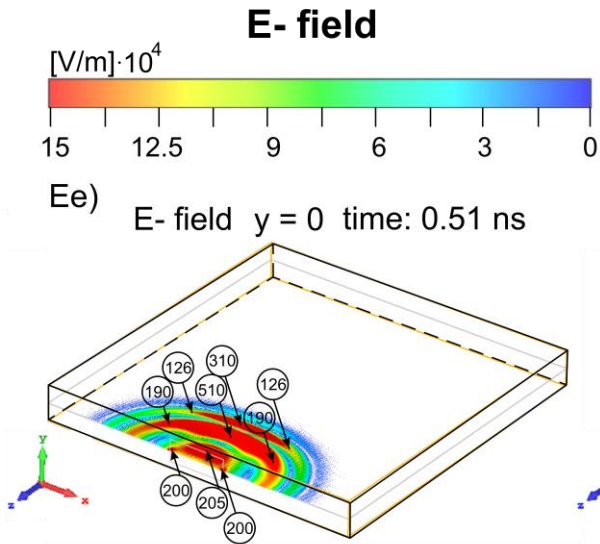
Ht) H- field 3D time: 20 ns

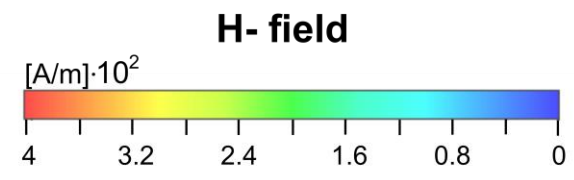
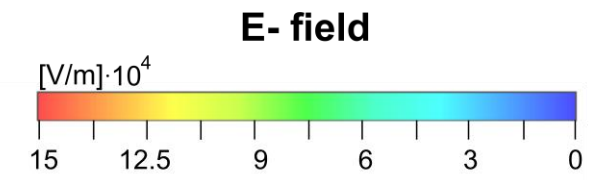




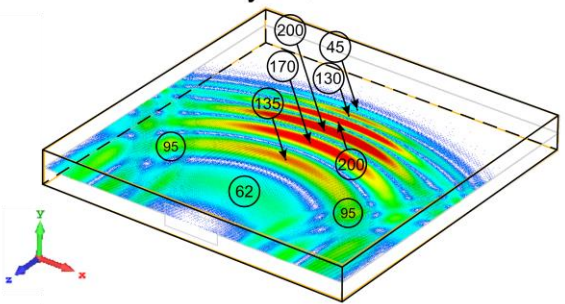
Rys. 27. Polaryzacja równoległa. Rozwój 3D pola elektrycznego i magnetycznego (moduły wektora natężenia pola) we wnętrzu obudowy. Zewnętrzną granicą obszaru wizualizacyjnego są powierzchnie wewnętrzne ścian obudowy. Lewa kolumna - pole elektryczne; prawa kolumna - pole magnetyczne. Zwrócić uwagę na skokowe zmiany skali barw przedstawiającej amplitudy natężenia pola elektrycznego i magnetycznego. Na rys. 27a-27i zaznaczono aktualną pozycję impulsu zaburzającego. Q_i^+ , Q_i^- ($i = 1, 2$) - pary komplementarnych ładunków elektrycznych (patrz podrozdział 7.2).



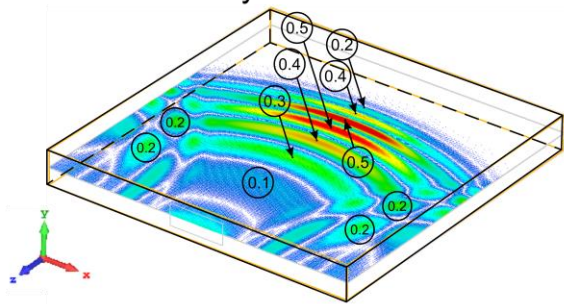




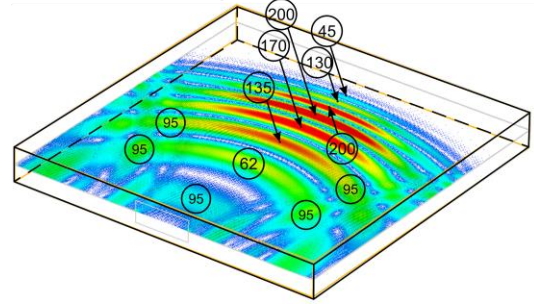
Ei) E- field y = 0 time: 1.4 ns



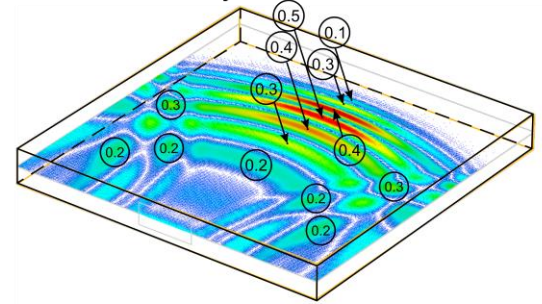
Hi) H- field y = 0 time: 1.4 ns



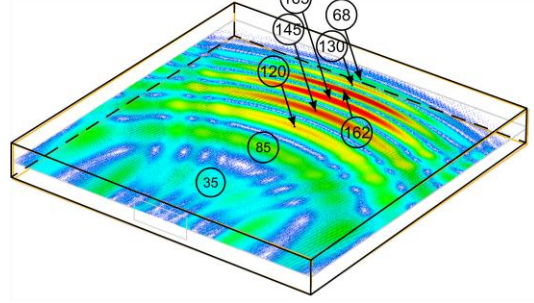
Ej) E- field y = 0 time: 1.5 ns



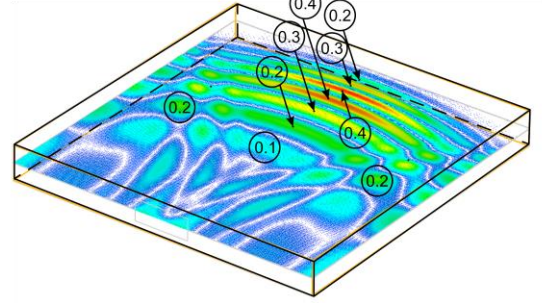
Hj) H- field y = 0 time: 1.5 ns



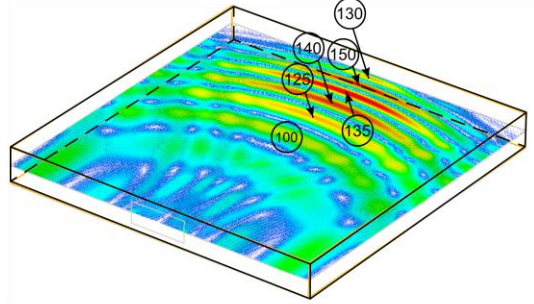
Ek) E- field y = 0 time: 1.7 ns



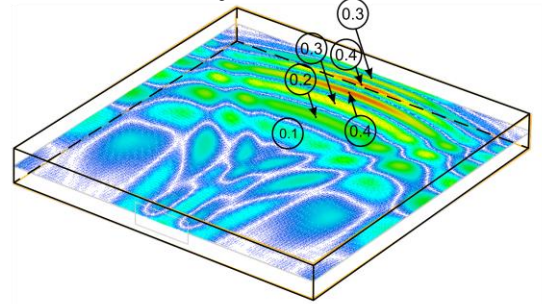
Hk) H- field y = 0 time: 1.7 ns

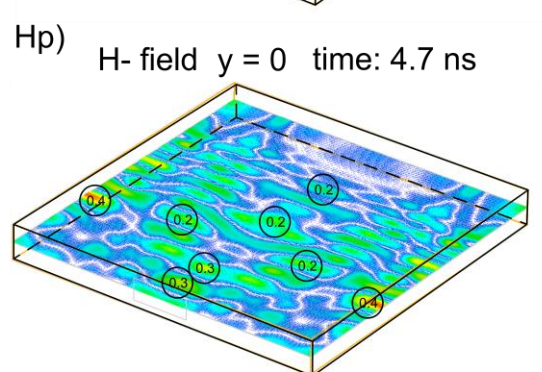
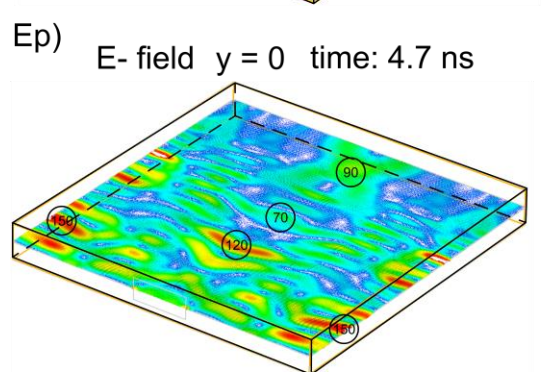
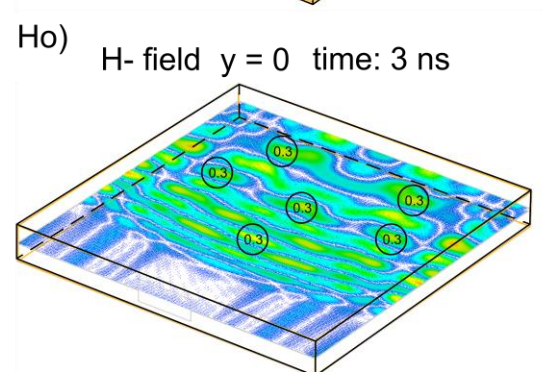
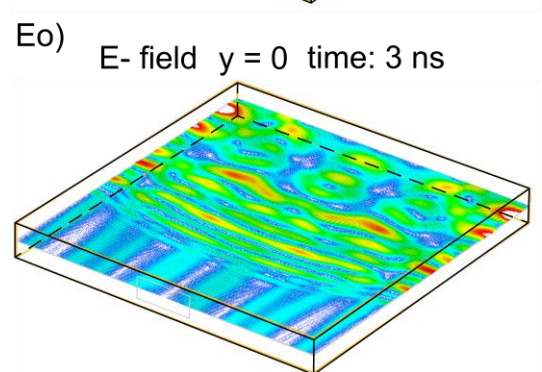
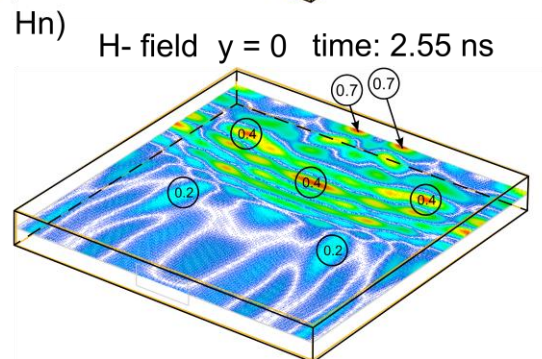
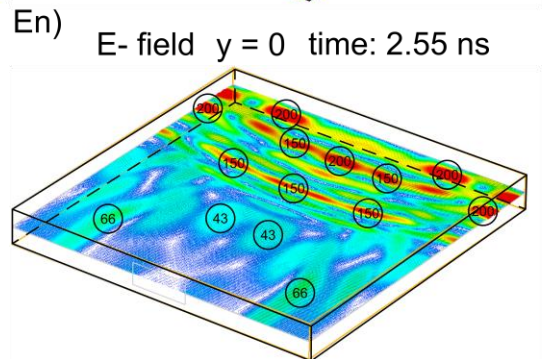
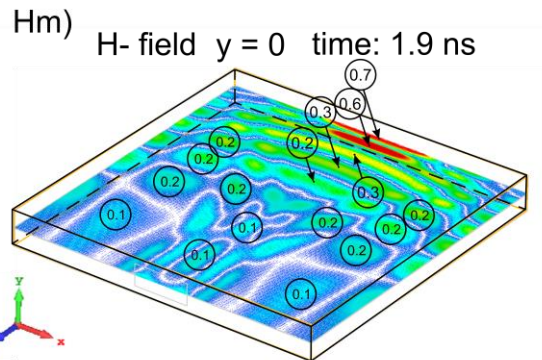
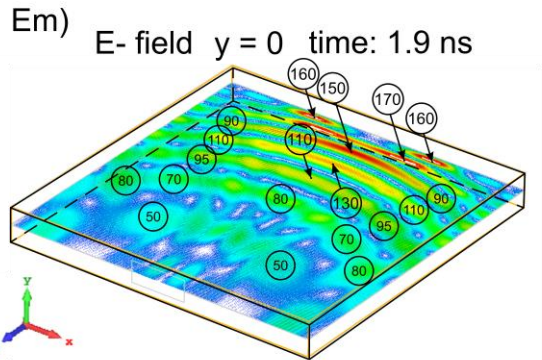
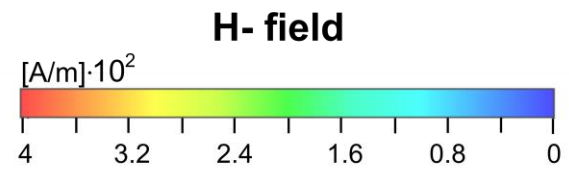
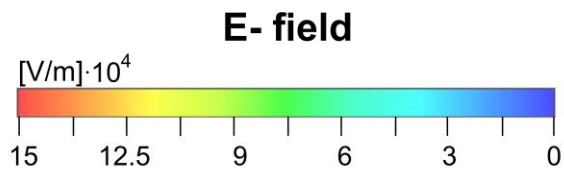


El) E- field y = 0 time: 1.8 ns

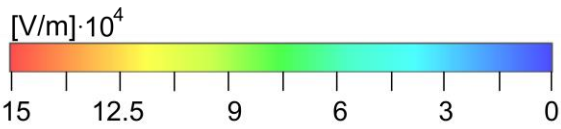


Hi) H- field y = 0 time: 1.8 ns

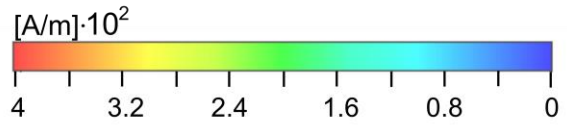




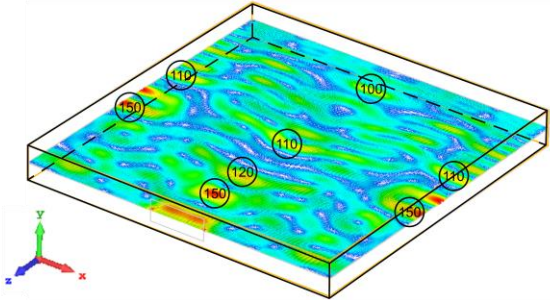
E- field



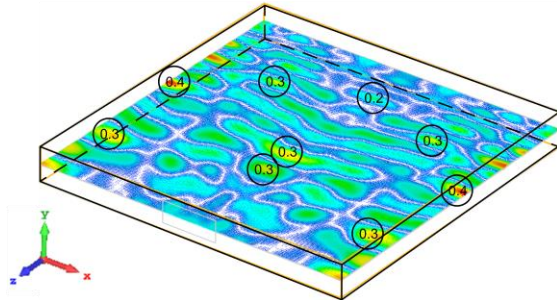
H- field



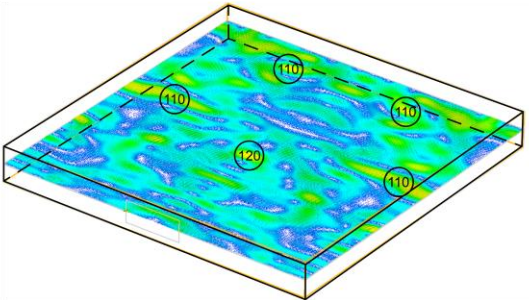
Eq) E- field y = 0 time: 5 ns



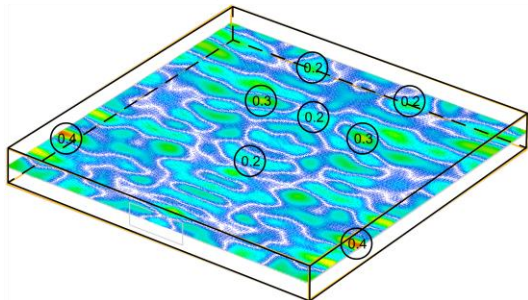
Hq) H- field y = 0 time: 5 ns



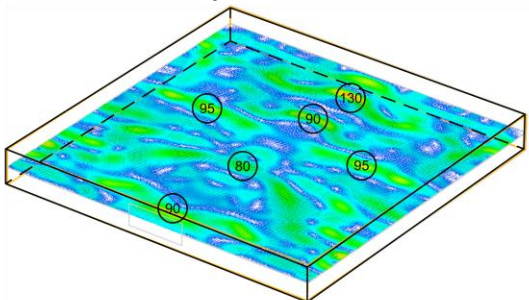
Er) E- field y = 0 time: 10 ns



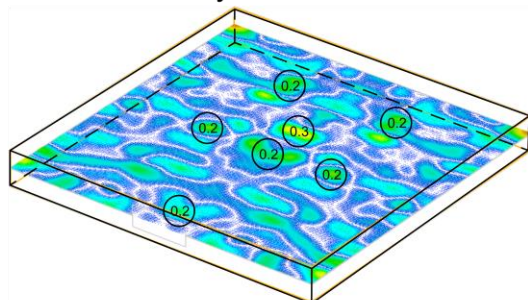
Hr) H- field y = 0 time: 10 ns



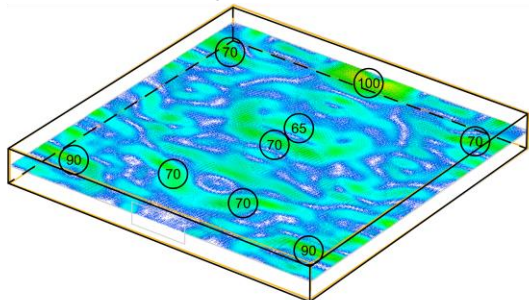
Es) E- field y = 0 time: 15 ns



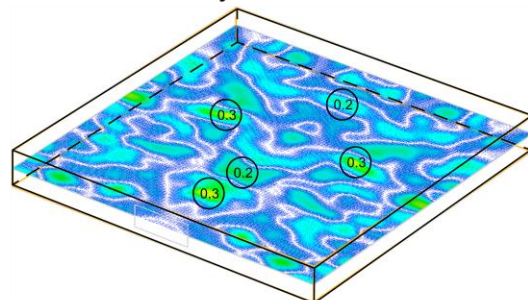
Hs) H- field y = 0 time: 15 ns

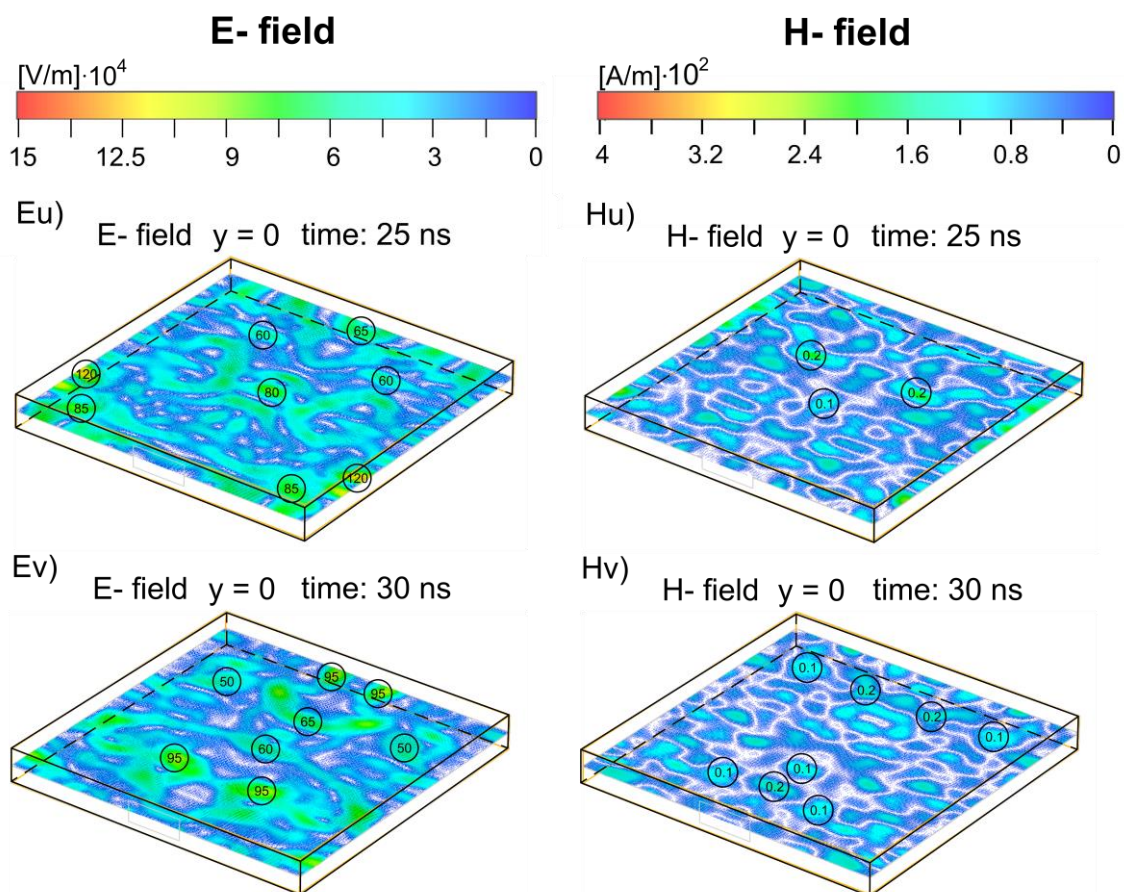


Et) E- field y = 0 time: 20 ns



Ht) H- field y = 0 time: 20 ns





Rys. 28. Polaryzacja równoległa. Rozwój 2D pola elektrycznego i magnetycznego (moduły wektora natężenia pola) we wnętrzu obudowy w płaszczyźnie xz dla $y = 0$. Lewa kolumna - pole elektryczne; prawa kolumna - pole magnetyczne. W okręgach podano wartości amplitud pola elektrycznego (w 10^5 V/m) i pola magnetycznego (w 10^3 A/m).

7.2. Rozkłady ładunku elektrycznego na wewnętrznych powierzchniach obudowy

Skutkiem oddziaływania impulsu zaburzającego o polaryzacji równoległej jest między innymi redystrybucja elektronów swobodnych na wewnętrznych powierzchniach ścian obudowy. W wyniku wymuszonej migracji elektronów, na wewnętrznych ścianach obudowy powstają obszary ładunków elektrycznych o dodatniej i ujemnej polarności elektrycznej.

Na rysunkach od 29a do 29h przedstawiono i opisano proces powstawania ładunku elektrycznego i jego rozkłady na wewnętrznych ścianach obudowy w przedziale czasowym od $t = 0,138$ ns (rys. 29a) do $t = 0,354$ ns (rys. 29h), tj. w przedziale czasowym, w którym na przednią ścianę obudowy oddziałuje bezpośrednio zewnętrzny impuls zaburzający o polaryzacji równoległej. Rozkłady ładunku elektrycznego na wewnętrznych powierzchniach ścian obudowy po czasie $t = 0,350$ ns, czyli po tym, jak impuls zaburzający minął przednią ścianę obudowy przedstawione zostały na rys. 30.

Jeżeli chodzi o wnikanie impulsu zaburzającego do wnętrza obudowy, to ładunki elektryczne gromadzą się w obszarach na wewnętrznej powierzchni przedniej ściany obudowy, przy krótszych krawędziach otworu (rys. 29a-29c). Podobnie jak w przypadku polaryzacji pionowej, powstające obszary ładunków elektrycznych tworzą pary wysp komplementarnych ładunków elektrycznych (w przypadku polaryzacji pionowej w podrozdziale 6.2 używa się nazwy „pary obszarów komplementarnych ładunków elektrycznych” ze względu na wielkość powierzchni zajmowanych przez ładunki elektryczne). Wyspy tworzące parę leżą po przeciwnych stronach otworu, przy jego krótszych krawędziach.

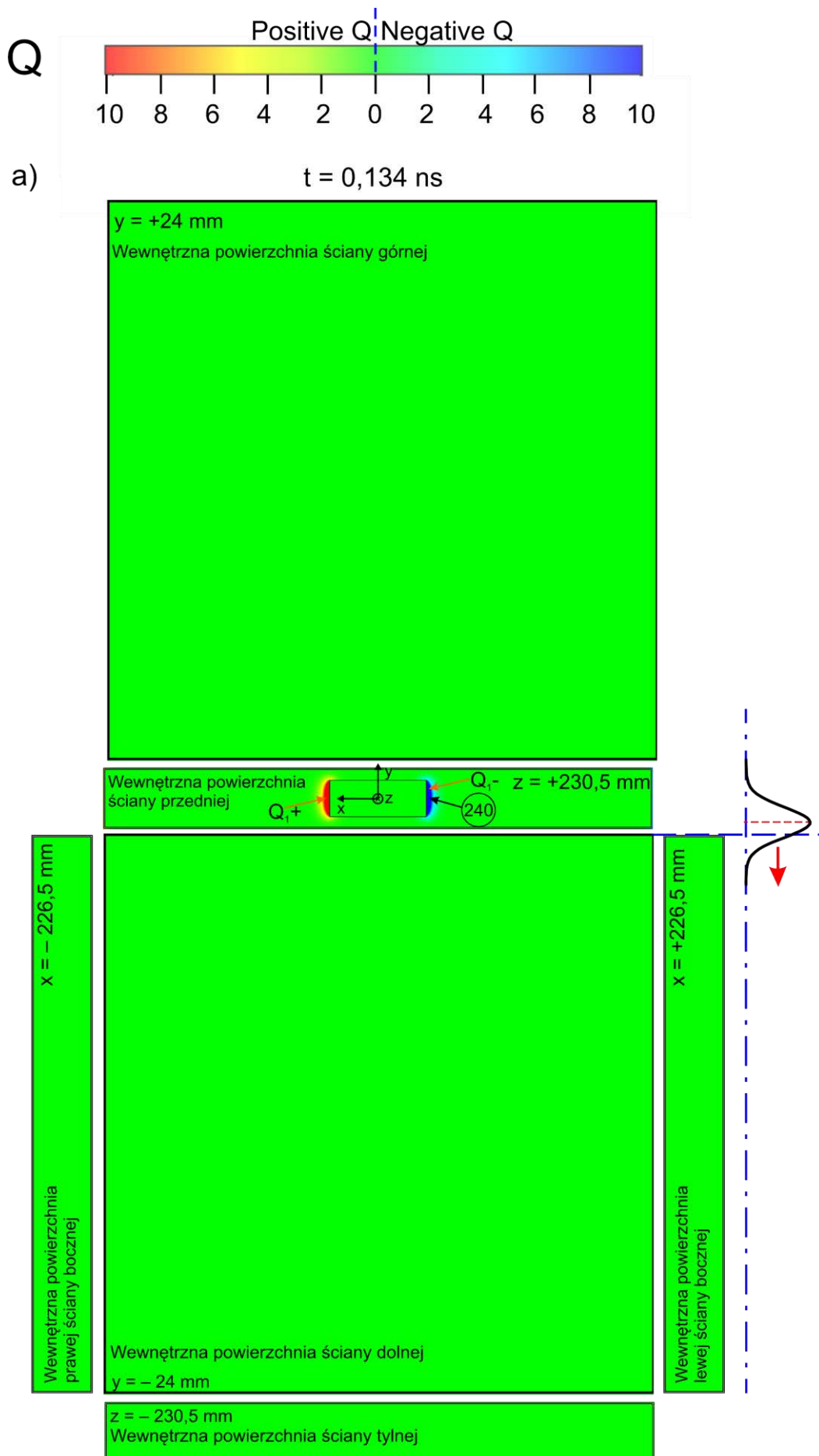
Na rys. 29a ($t = 0,134$ ns) przedstawiona jest sytuacja, w której w wyniku odpływu elektronów swobodnych obszar przy prawej krawędzi otworu stał się elektrycznie dodatni. Inaczej mówiąc, przy prawej krawędzi otworu powstała wyspa o ładunku dodatnim Q_{1+} . Po przeciwległej stronie otworu, w obszarze przy jego lewej krawędzi zgromadziły się elektrony swobodne, tworząc wyspę elektrycznie ujemną o ładunku ujemnym Q_{1-} . Powstające na wewnętrznej powierzchni przedniej ściany obudowy wyspy ładunków elektrycznych Q_{1+} i Q_{1-} tworzą parę wysp komplementarnych ładunków elektrycznych Q_{1+} i Q_{1-} . Wyspy te leżą symetrycznie względem płaszczyzny $x = 0$ (zwierciadlane odbicie). Największe wartości modułu składowej normalnej pola elektrycznego (proporcjonalne do gęstości powierzchniowej ładunku elektrycznego) występują przy środkach krótszych krawędzi otworu (lewej i prawej). Wynoszą one 240 kV/m. Warto zaznaczyć, że na tym etapie wnikania impulsu zaburzającego w głąb obudowy nie istnieje ładunek elektryczny na wewnętrznych powierzchniach ściany dolnej i górnej oraz ścian bocznych obudowy.

Po czasie $t = 0,134$ ns w miarę wnikania impulsu zaburzającego w głąb obudowy powierzchnie pary wysp komplementarnych ładunków elektrycznych Q_{1+} i Q_{1-} powiększają się. Rośnie moduł składowej normalnej pola elektrycznego i proporcjonalnie do niego powierzchniowa gęstość ładunków Q_{1+} i Q_{1-} . W chwili $t = 0,174$ ns (rys. 29b) największe wartości modułu składowej normalnej pola elektrycznego osiągają wartość 846 kV/m. Ładunki Q_{1+} i Q_{1-} nie rozkładają się równomiernie w obszarach, które zajmują. Świadczą o tym wartości modułu składowej normalnej natężenia pola elektrycznego w obszarach zajmowanych przez te ładunki. W chwili $t = 0,224$ ns (rys. 29c), gdy maksimum amplitudy impulsu zaburzającego oddaliło się od przedniej ściany obudowy (dla $t = 0,224$ ns tył impulsu o amplitudzie równej połowie maksymalnej amplitudy impulsu zaburzającego znajduje się w płaszczyźnie przedniej ściany) natężenie składowej normalnej pola elektrycznego wysp Q_{1+} i Q_{1-} maleje. Największe wartości składowej normalnej pola elektrycznego osiągają jedynie 270 kV/m. Maleją one w kierunku otworu (wzdłuż osi $x = 0$) do wartości 150 kV/m.

Po czasie $t = 0,224$ ns wyspy ładunków Q_{1+} i Q_{1-} „odłączają się” od krótszych krawędzi otworu i zaczynają przemieszczać się po wewnętrznej powierzchni przedniej ściany obudowy w kierunku ścian bocznych. Wyspa ładunku Q_{1+} przemieszcza się do prawej ściany bocznej a wyspa ładunku Q_{1-} do lewej ściany bocznej (rys. 29c). Równocześnie wokół otworu dochodzi do dość skomplikowanych „przeładowań elektrycznych”, które prowadzą do powstania nowych par wysp komplementarnych ładunków elektrycznych (rys. 29d ($t = 0,244$ ns) – 29g ($t = 0,344$ ns)). Po obu stronach otworu, przy jego krótszych krawędziach powstaje para wysp komplementarnych ładunków elektrycznych Q_{2+} i Q_{2-} . Przy dłuższych krawędziach otworu widać podwójną parę wysp komplementarnych ładunków elektrycznych $Q'_1 +$ i $Q'_1 -$ jako „pozostałości” po wyspach ładunków Q_{1+} i Q_{1-} . Z upływem czasu powierzchnie wysp ładunków Q_{2+} i Q_{2-} rosną. Około czasu $t = 0,350$ ns wyspy te „odłączają się” od krótszych krawędzi otworu i zaczynają przemieszczać się w kierunku ścian bocznych. Odłączone wyspy ładunków Q_{2+} i Q_{2-} widać na rys. 29h w chwili $t = 354$ ns. W tym momencie przy krótszych krawędziach otworu widoczna jest nowa para wysp komplementarnych ładunków elektrycznych Q_{3+} i Q_{3-} . Przy dłuższych krawędziach otworu widać podwójną parę wysp komplementarnych ładunków elektrycznych $Q'_2 +$ i $Q'_2 -$, która stanowi „pozostałość” po wyspach ładunków Q_{2+} i Q_{2-} . W ten sposób po obu stronach otworu na powierzchniach wewnętrznych najpierw ściany przedniej a następnie ścian bocznych zaczyna się tworzyć ciąg naprzemiennie naładowanych wysp ładunków elektrycznych (rys. 29 i 30). Każda z tych wysp ma swojego komplementarnego partnera po przeciwnej stronie otworu. Z biegiem czasu odległość między wyspami partnerskimi na wewnętrznej powierzchni ściany przedniej zwiększa się

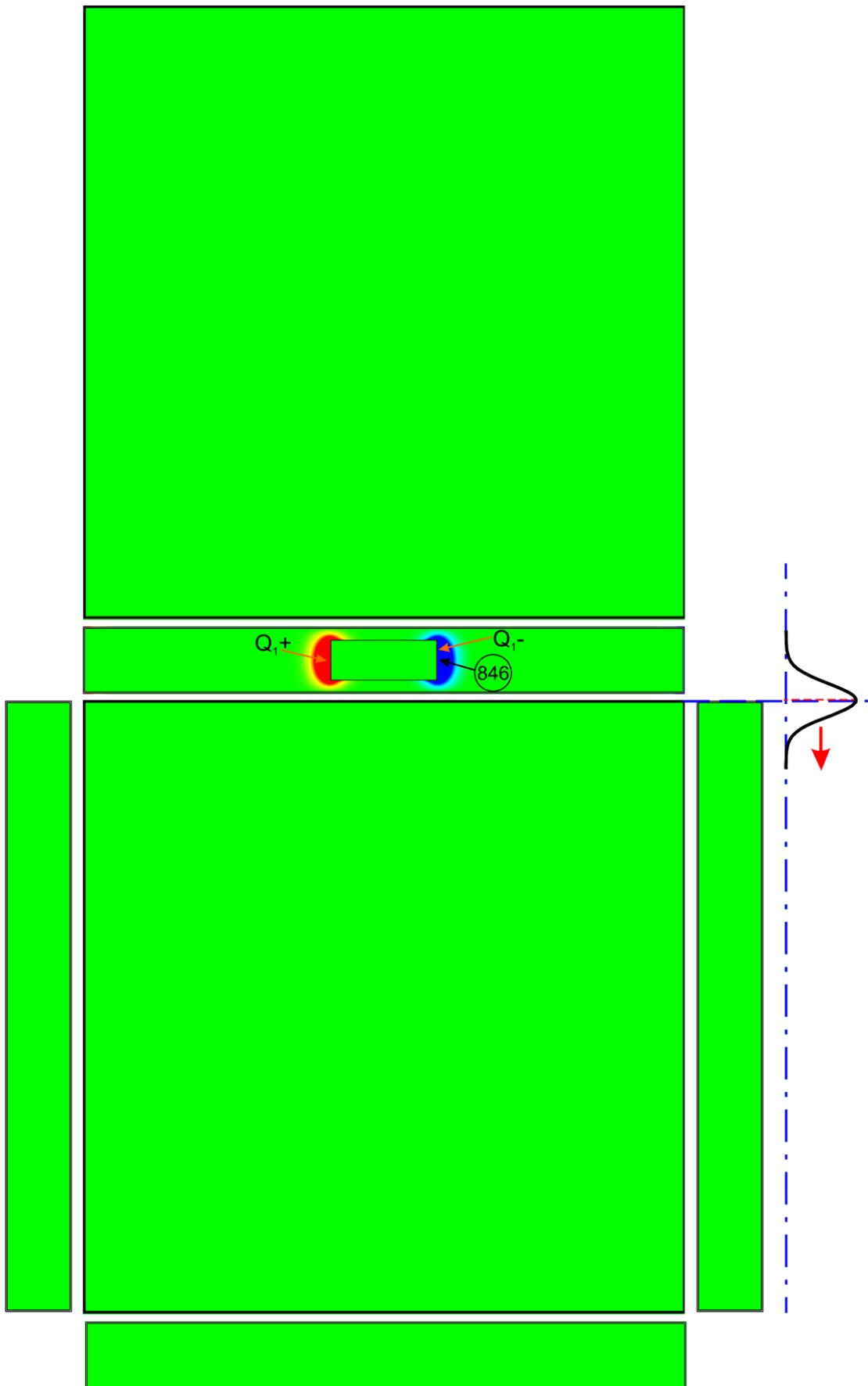
W chwili około $t = 0,350$ ns impuls zaburzający mija przednią ścianę obudowy i przestaje bezpośrednio oddziaływać na nią.

Rys. 30a przedstawia układ ciągu par wysp komplementarnych ładunków elektrycznych na wewnętrznej przedniej ścianie obudowy w chwili $t = 0,364$ ns. W tej chwili pary wysp komplementarnych ładunków Q_{1+} i Q_{1-} oraz Q_{2+} i Q_{2-} przemieszczają się w kierunku ścian bocznych. Powierzchnie pary wysp Q_{3+} i Q_{3-} rosną. Największe wartości modułu składowej normalnej pola elektrycznego występują na środkach pary wysp Q_{2+} i Q_{2-} i wynoszą 220 kV/m.



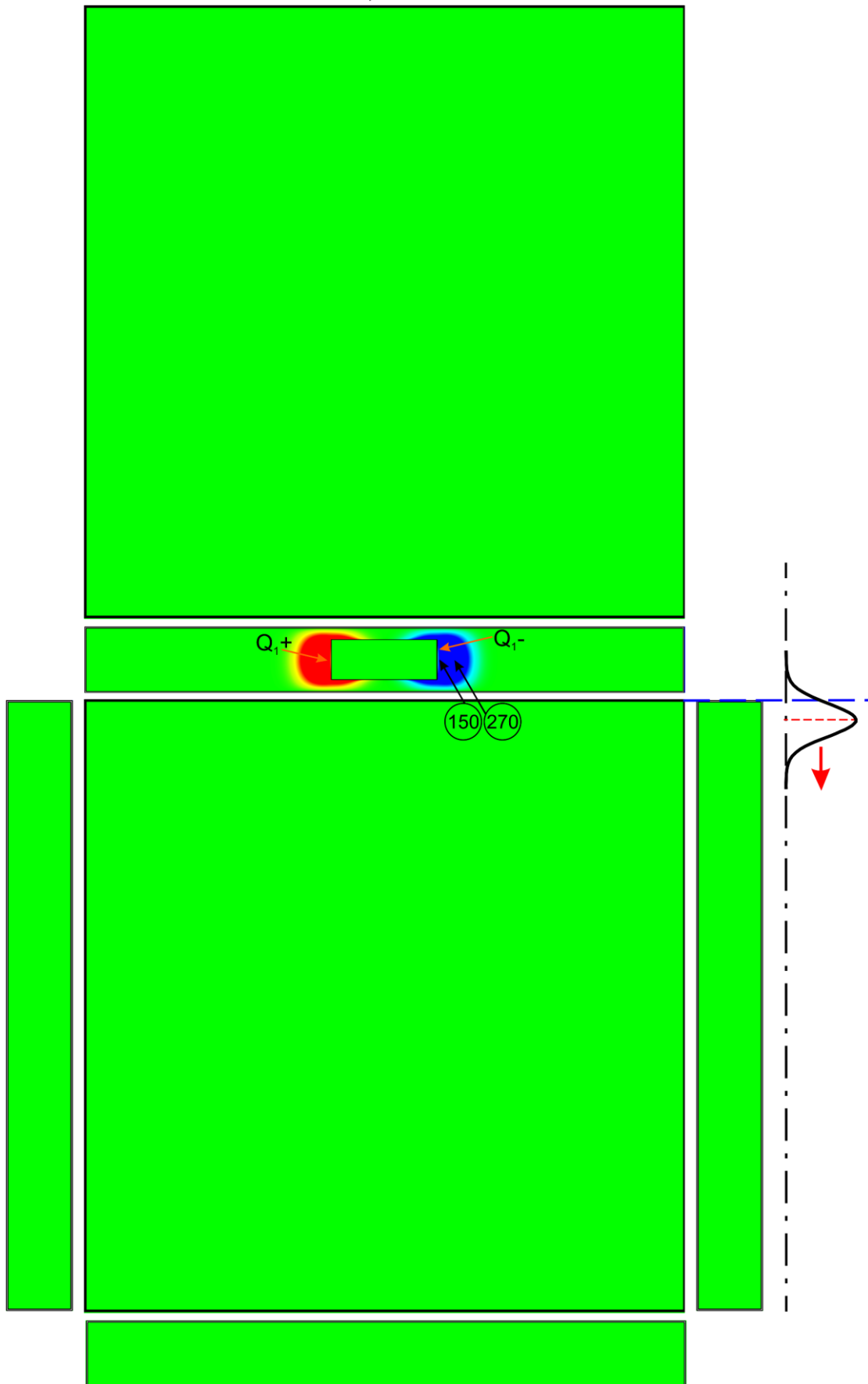
b)

$t = 0,174 \text{ ns}$



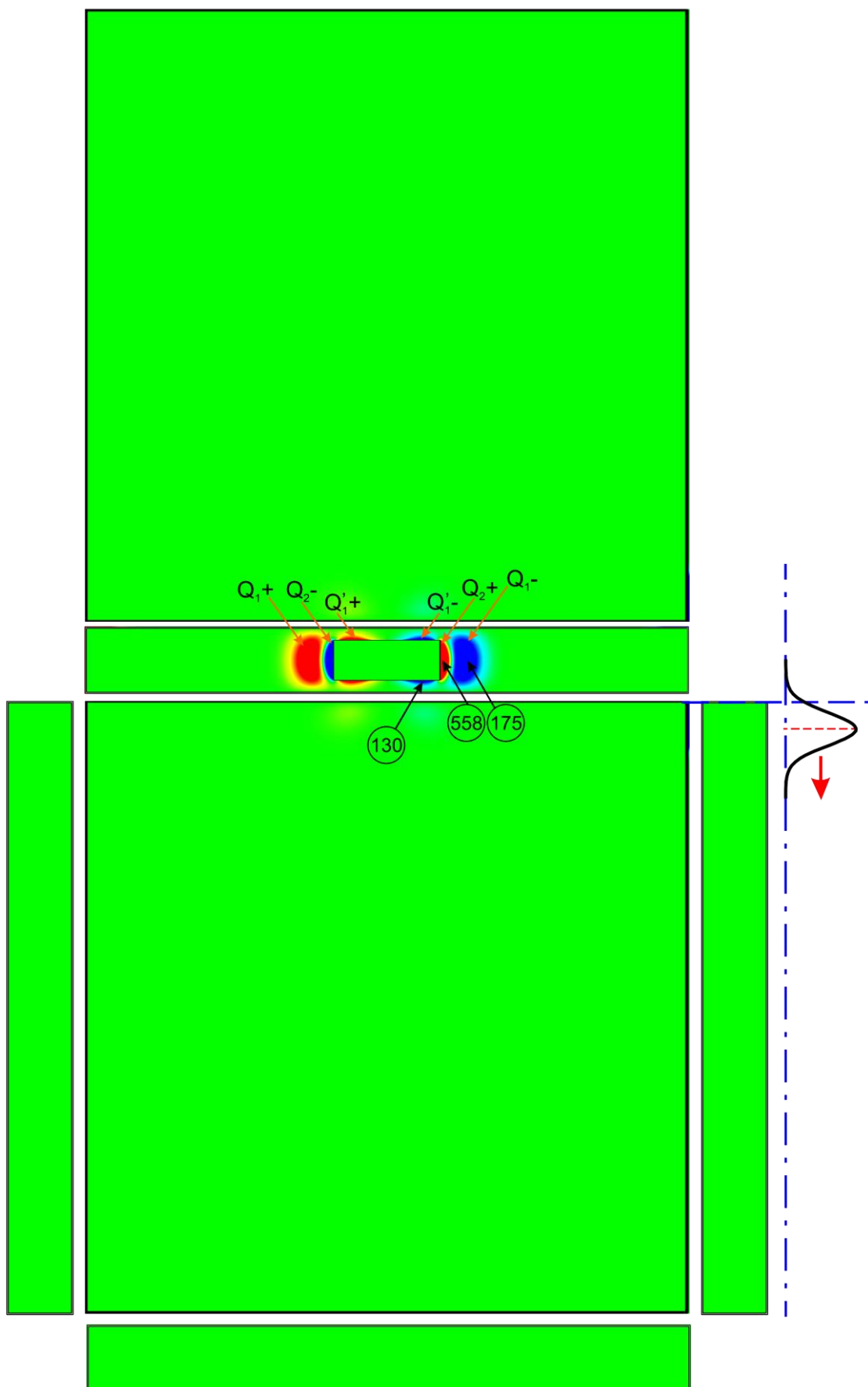
c)

$t = 0,224 \text{ ns}$



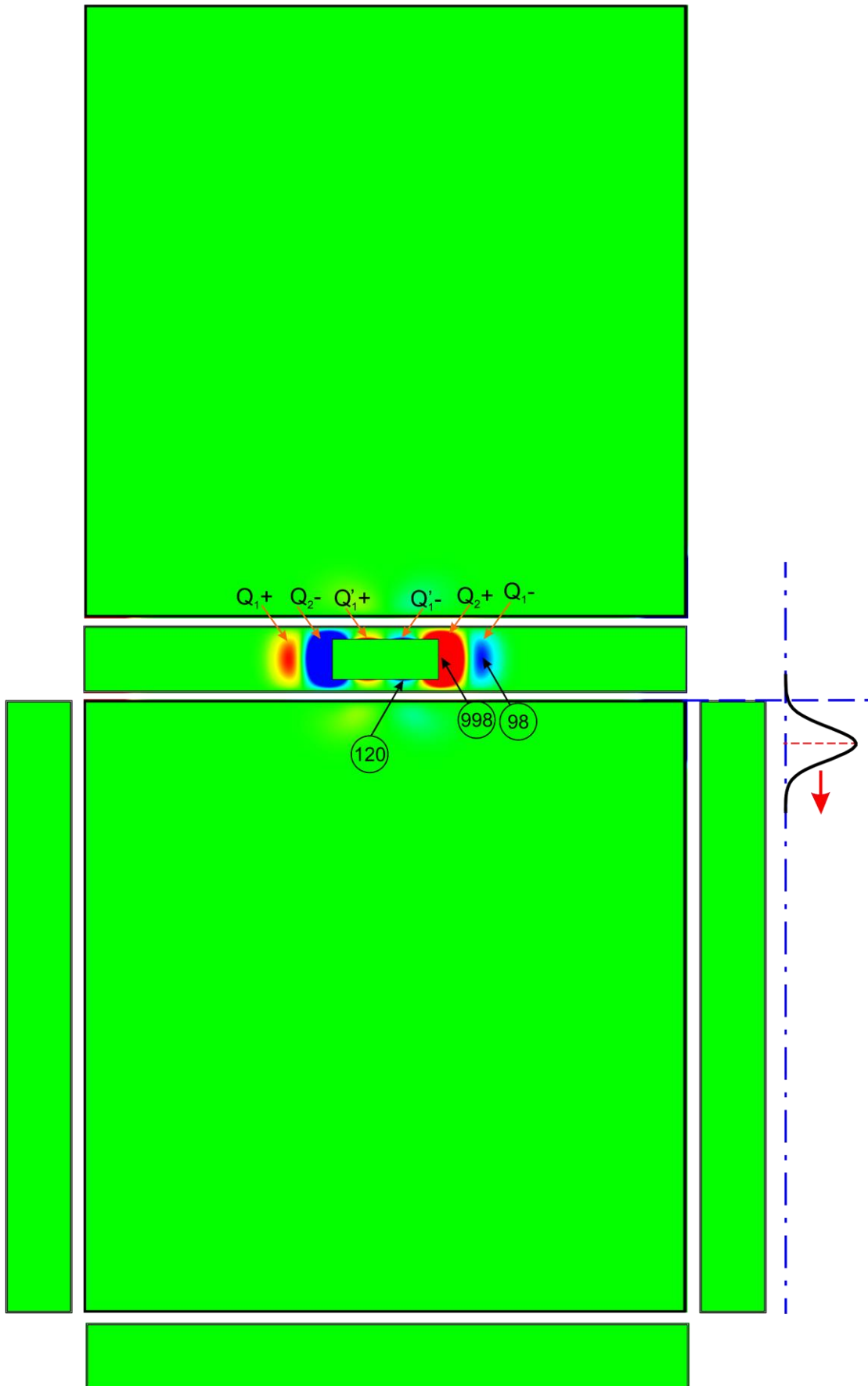
d)

$t = 0,244 \text{ ns}$



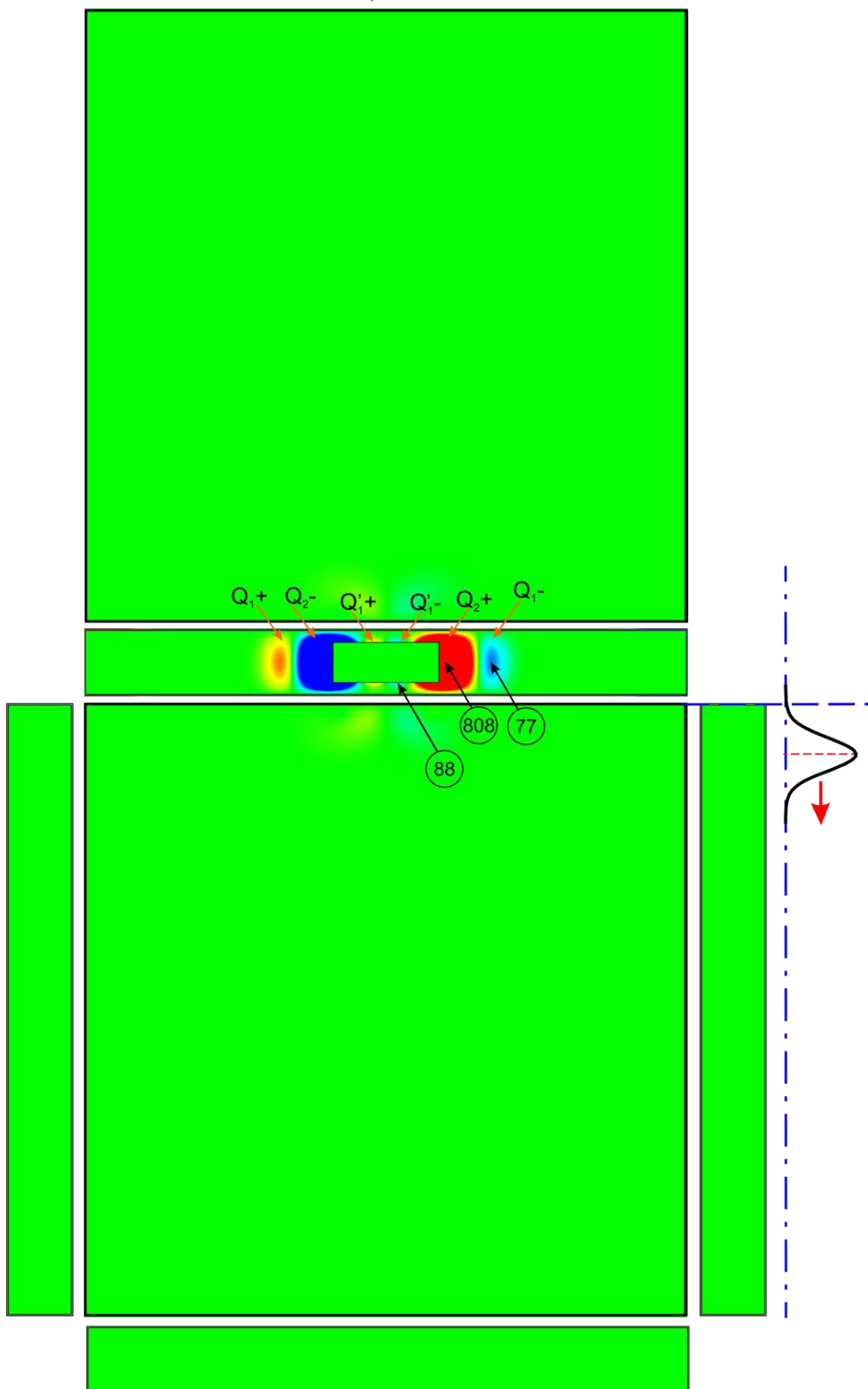
e)

$t = 0,284 \text{ ns}$



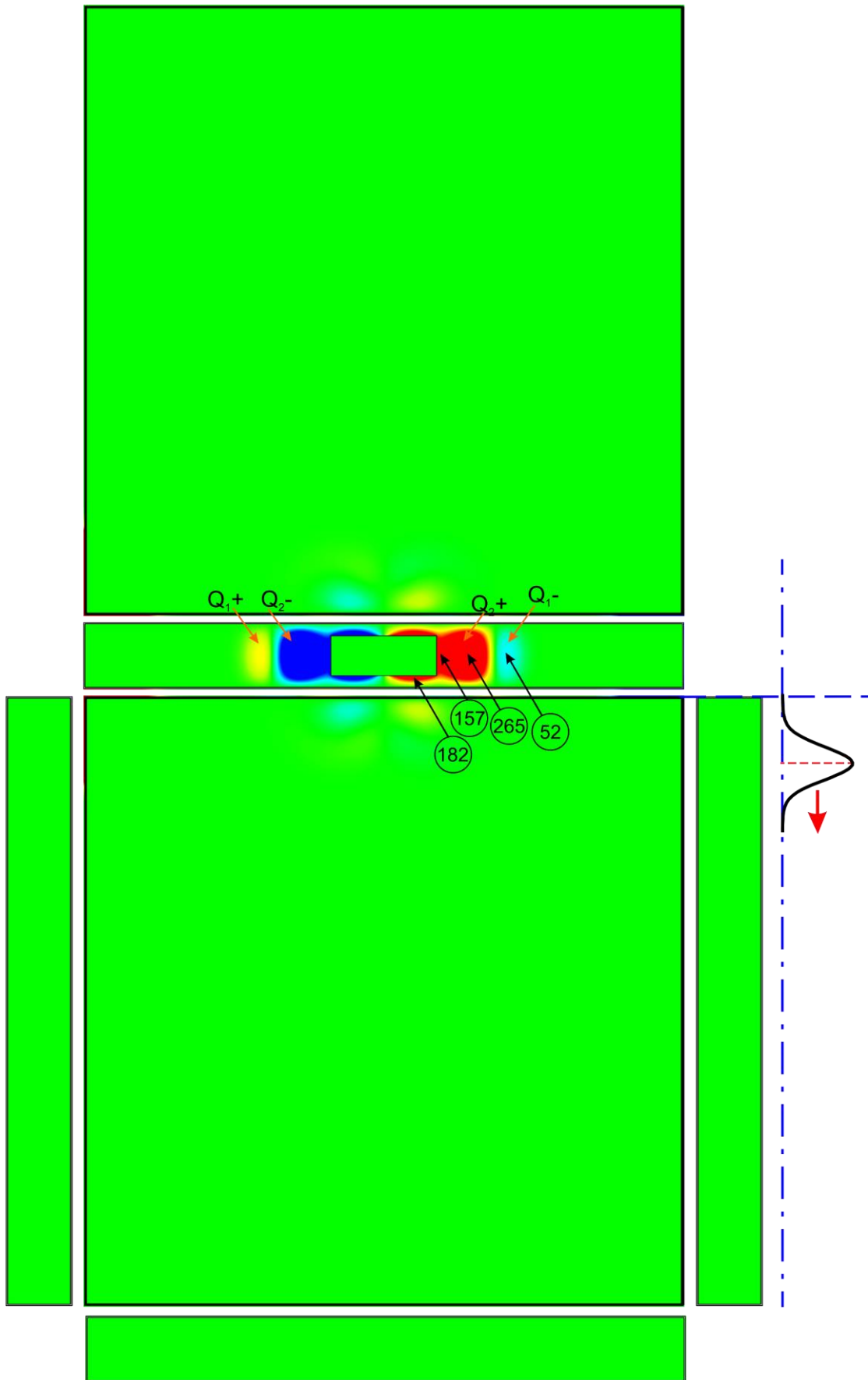
f)

$t = 0,304 \text{ ns}$



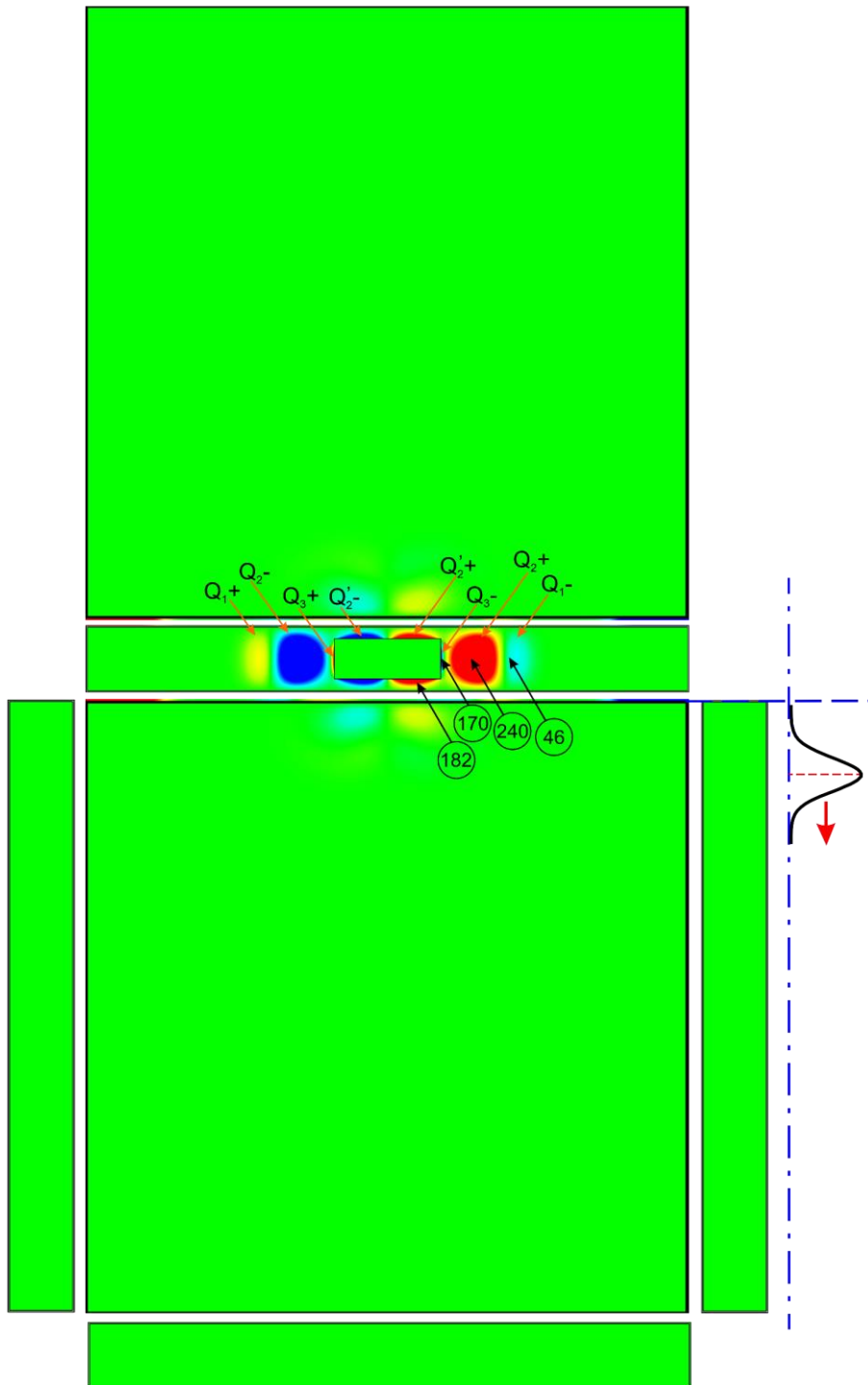
g)

$t = 0,344 \text{ ns}$



h)

t = 0,354 ns



Rys. 29. Na rysunkach przedstawione są rozkłady modułu składowej normalnej pola elektrycznego E_n na wewnętrznych ścianach obudowy, do którego proporcjonalna jest gęstość powierzchniowa ładunku elektrycznego σ_s . W okręgach podano wartości modułu składowej normalnej pola elektrycznego w kV/m. Gęstości powierzchniowe ładunku elektrycznego można wyliczyć, korzystając ze wzoru $\sigma_s = \frac{E_n}{\epsilon_0}$, gdzie E_n jest modułem składowej normalnej pola elektrycznego, $\epsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12}$ F/m jest

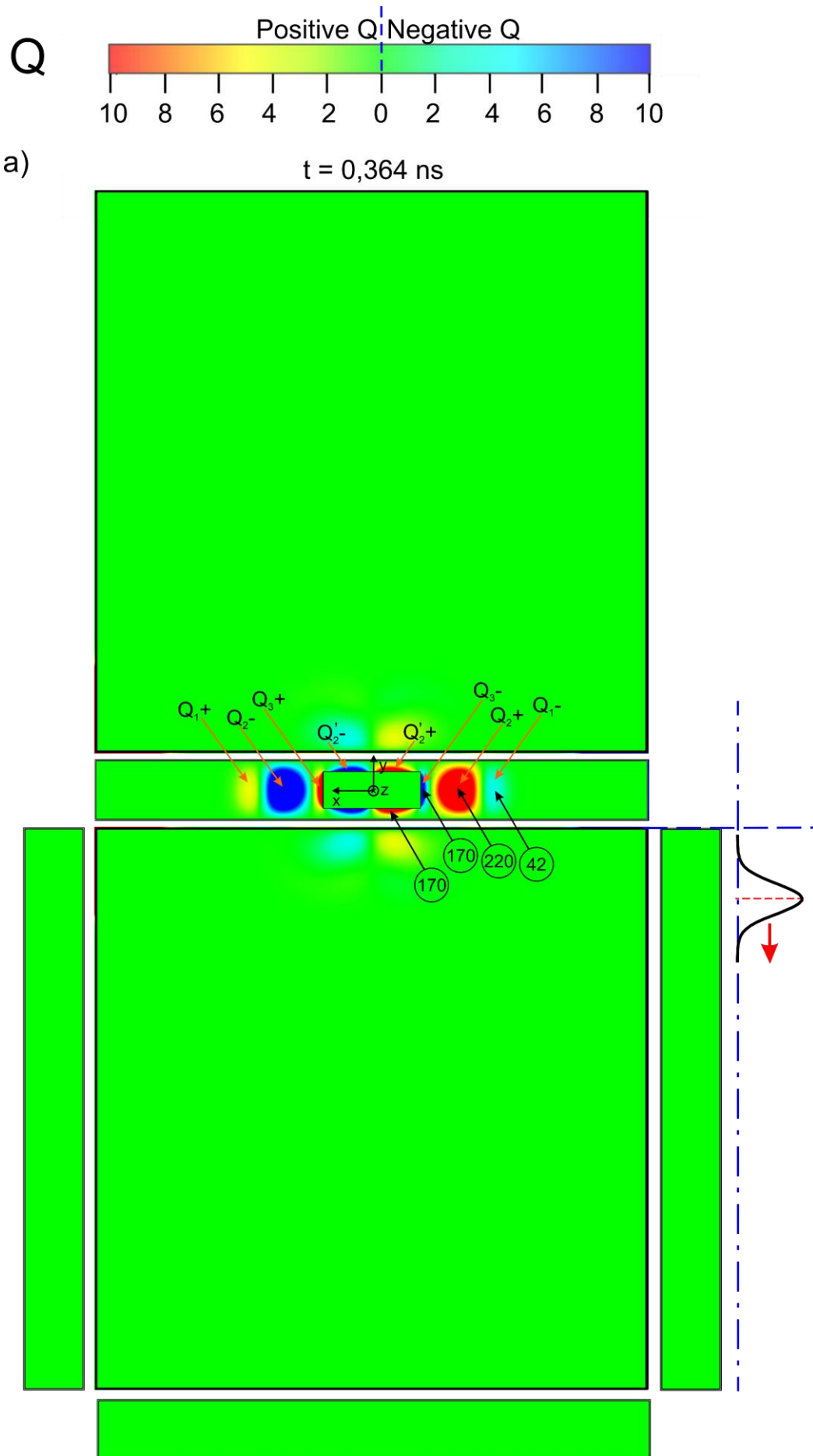
przenikalnością elektryczną próżni. Rysunki ilustrują rozwój ładunku elektrycznego na wewnętrznych ścianach obudowy dla wybranych czasów podczas oddziaływania impulsu zaburzającego na przednią ścianę obudowy. Kolorem niebieskim oznaczono wyspy z ujemnym ładunkiem elektrycznym, kolorem czerwonym – wyspy z dodatnim ładunkiem elektrycznym.

W przedziale czasu od $t = 0,364$ ns (rys. 30a) do $t = 0,434$ ns (rys. 30f) rozwija się para wysp komplementarnych ładunków elektrycznych Q_{3+} , i Q_{3-} przy krótszych krawędziach otworu.

W chwili $t = 0,504$ ns (rys. 30g) widać parę wysp komplementarnych ładunków elektrycznych Q_{3+} i Q_{3-} , która odłączyła się od krótszych krawędzi otworu. Wyspy te przemieszczają się w stronę ścian bocznych obudowy. Przy krótszych krawędziach otworu powstaje nowa para wysp komplementarnych ładunków elektrycznych Q_{4+} i Q_{4-} .

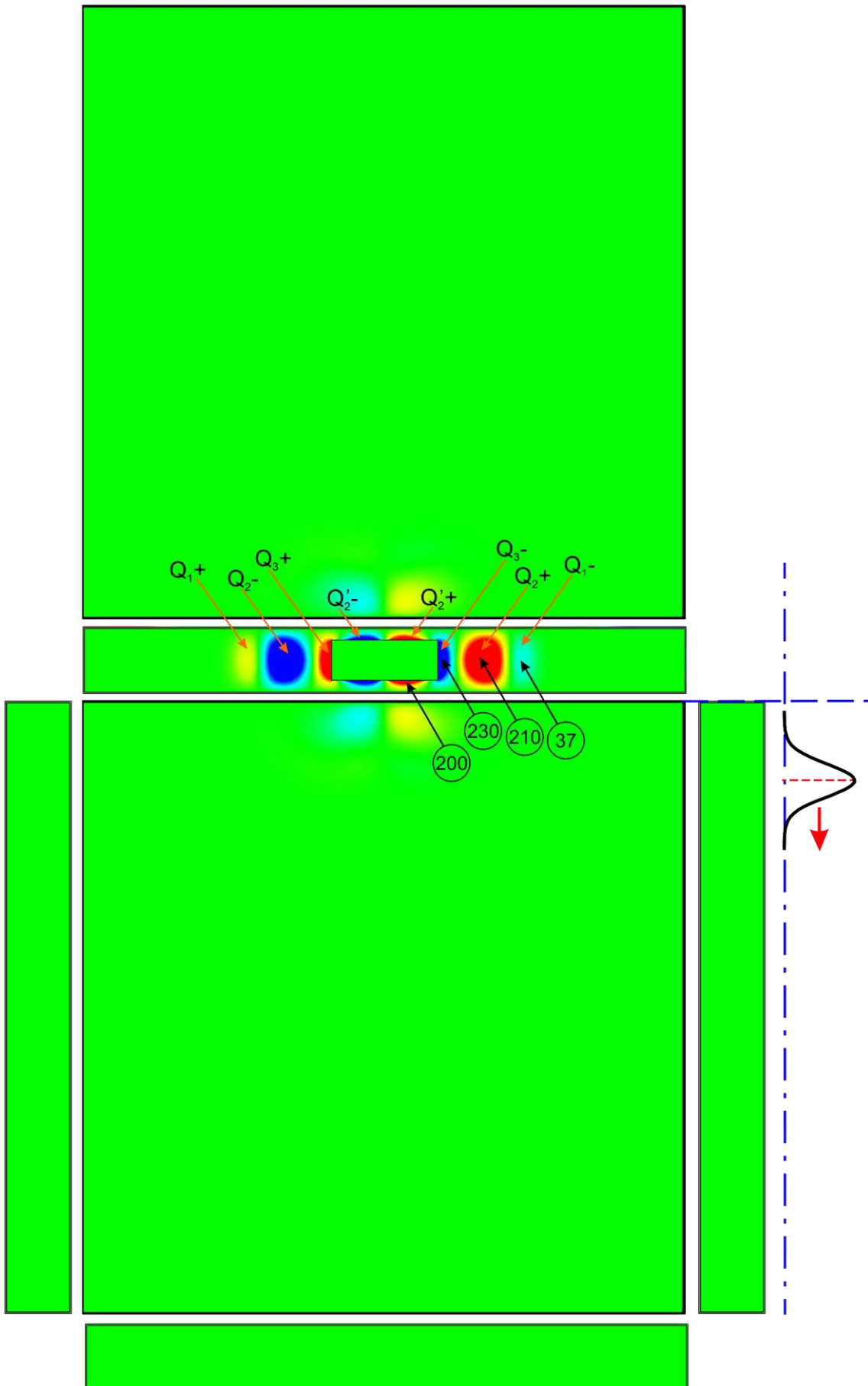
W przedziale czasowym od $t = 0,574$ ns do $t = 1,700$ ns (rys. 30h-30l) kolejne pary wysp komplementarnych ładunków elektrycznych na wewnętrznej przedniej ścianie obudowy odłączają się od krótszych krawędzi otworu przechodzą z przedniej ściany na ścianę boczną obudowy i kontynuują przemieszczanie się w stronę tylnej ściany obudowy. Wskutek oddziaływania pola elektrycznego skrzydeł fal pierwotnych (podrozdział 7.1 - fale pierwotne P1, P2, P3, P4 i P5) pary wysp komplementarnych ładunków elektrycznych na wewnętrznej prawej (również na lewej) ścianie obudowy wzmacniają się. Z upływem czasu pary wysp komplementarnych ładunków elektrycznych na wewnętrznej przedniej ścianie obudowy stają się coraz słabsze.

W chwili $t = 1,700$ ns (rys. 30l) oprócz dużej liczby par wysp komplementarnych ładunków elektrycznych na ścianach bocznych, istnieją także wyspy ładunków elektrycznych na tylnej ścianie obudowy.



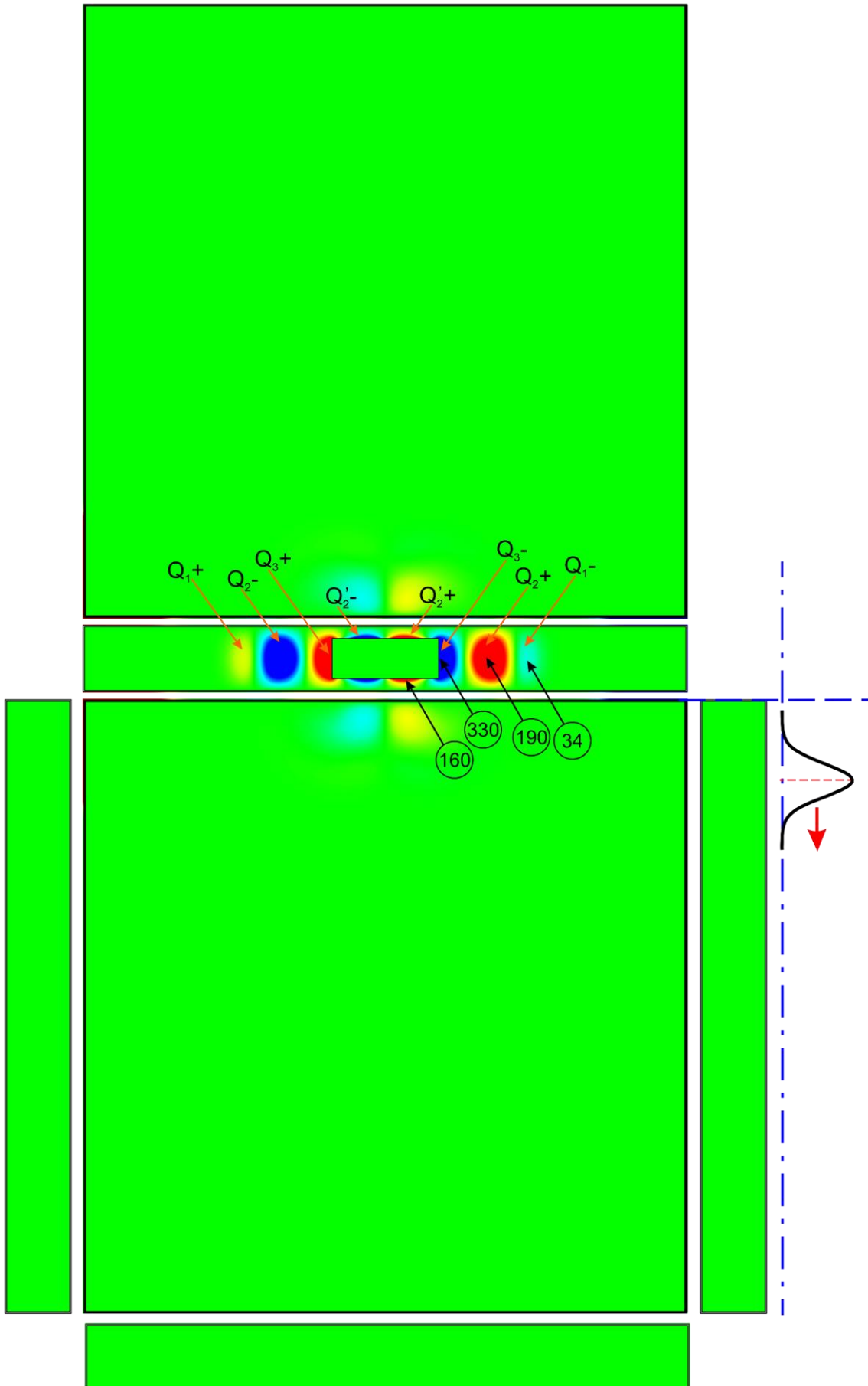
b)

$t = 0,374 \text{ ns}$



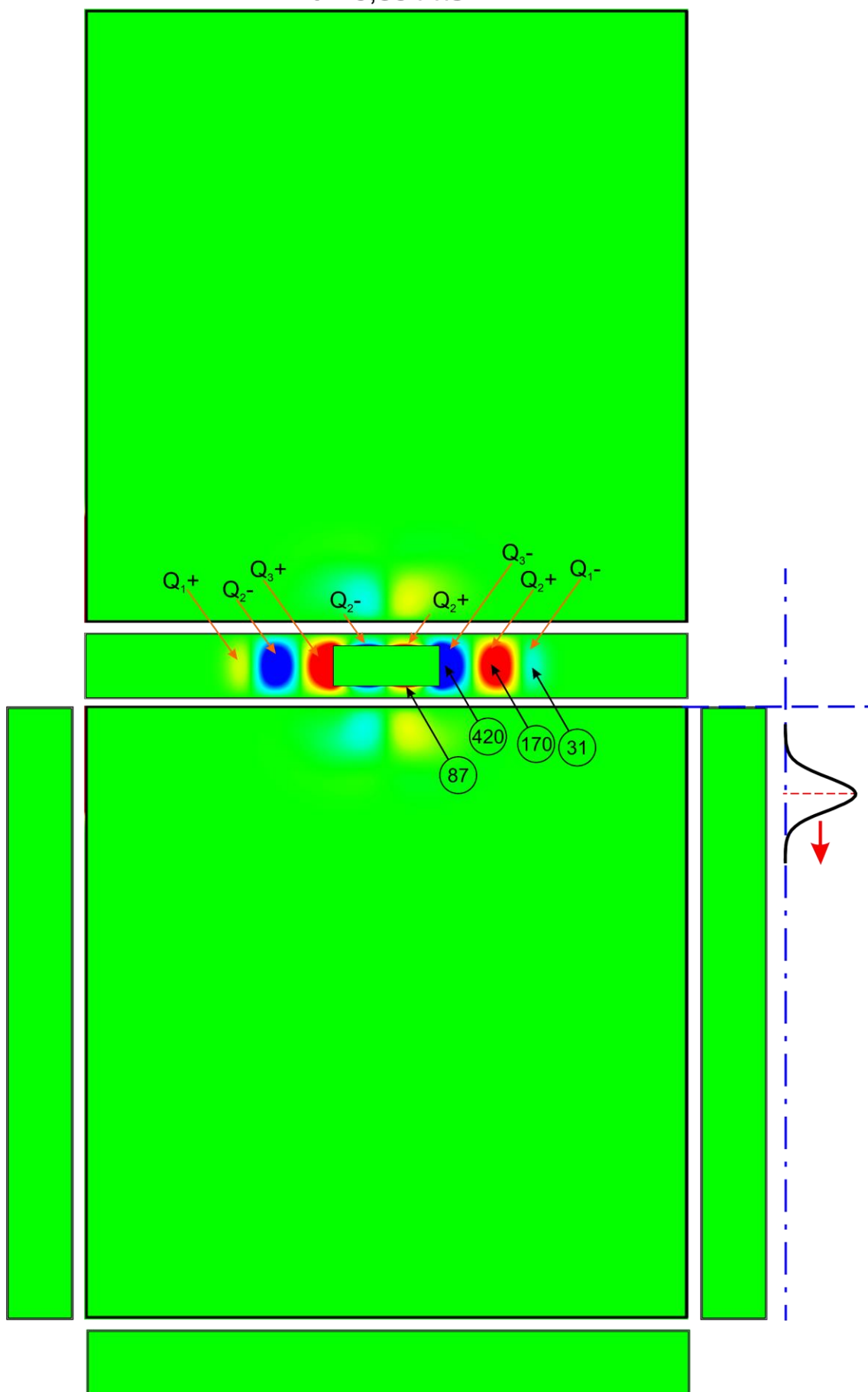
c)

$t = 0,384 \text{ ns}$



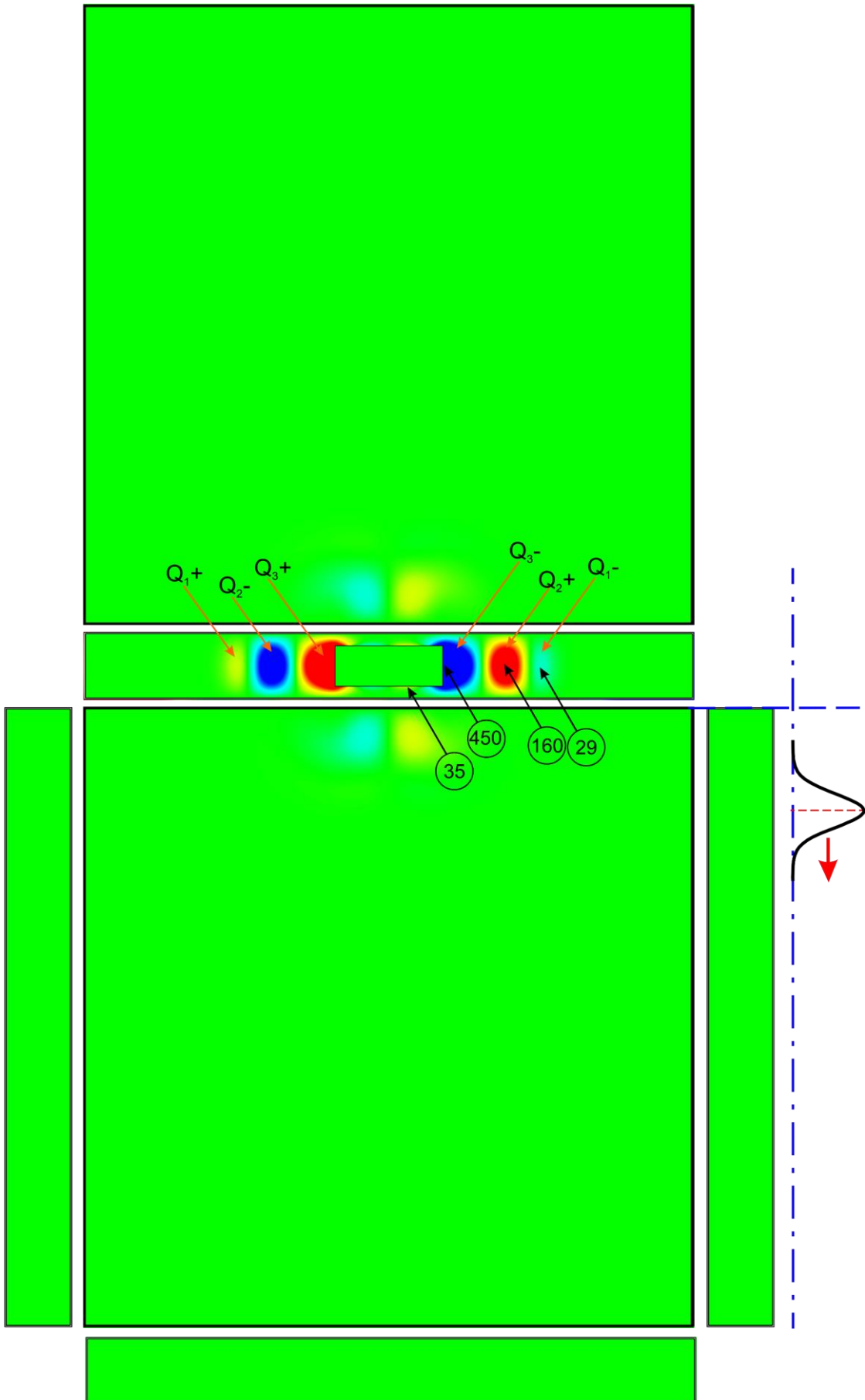
d)

$t = 0,394 \text{ ns}$



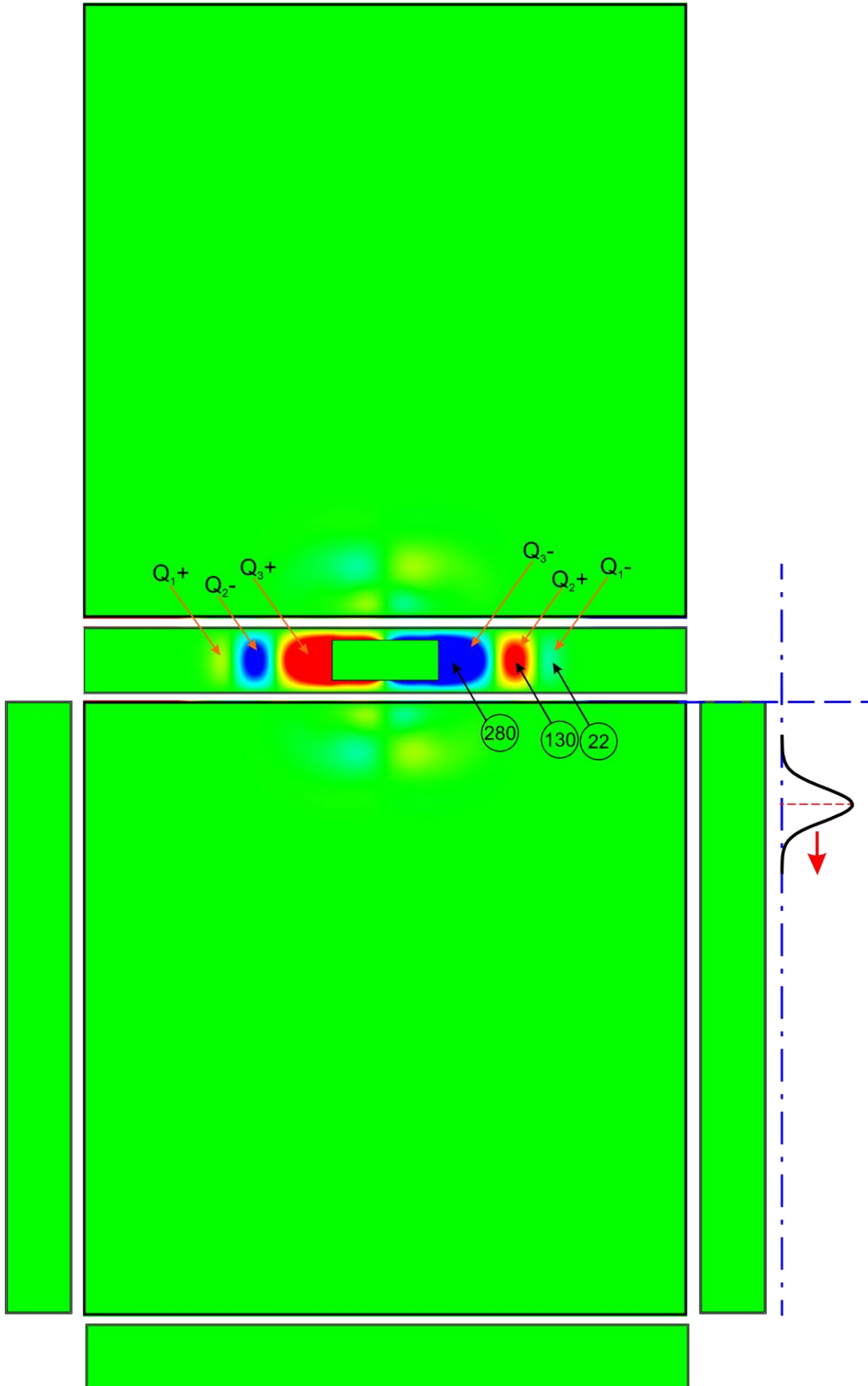
e)

$t = 0,404 \text{ ns}$



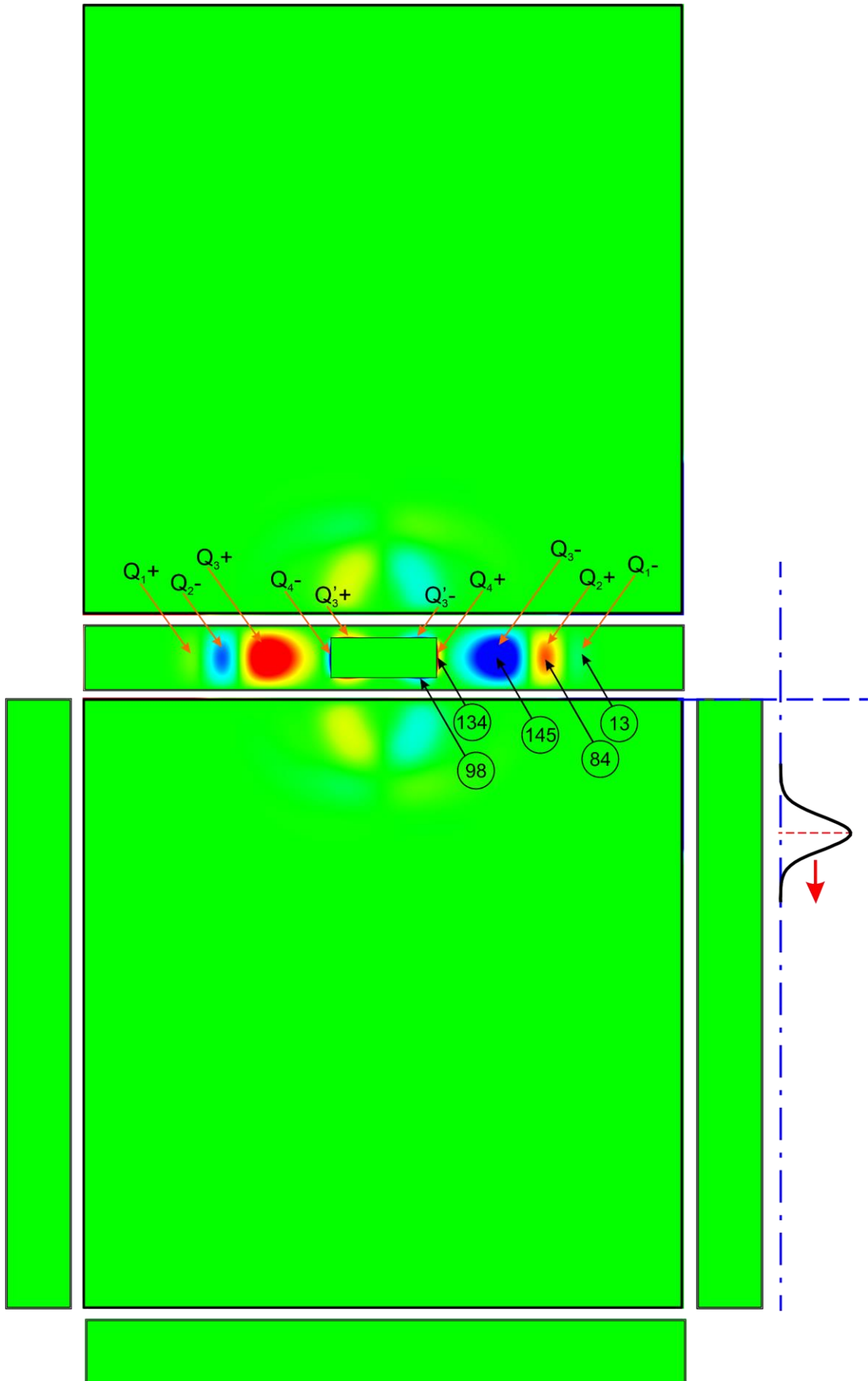
f)

$t = 0,434 \text{ ns}$



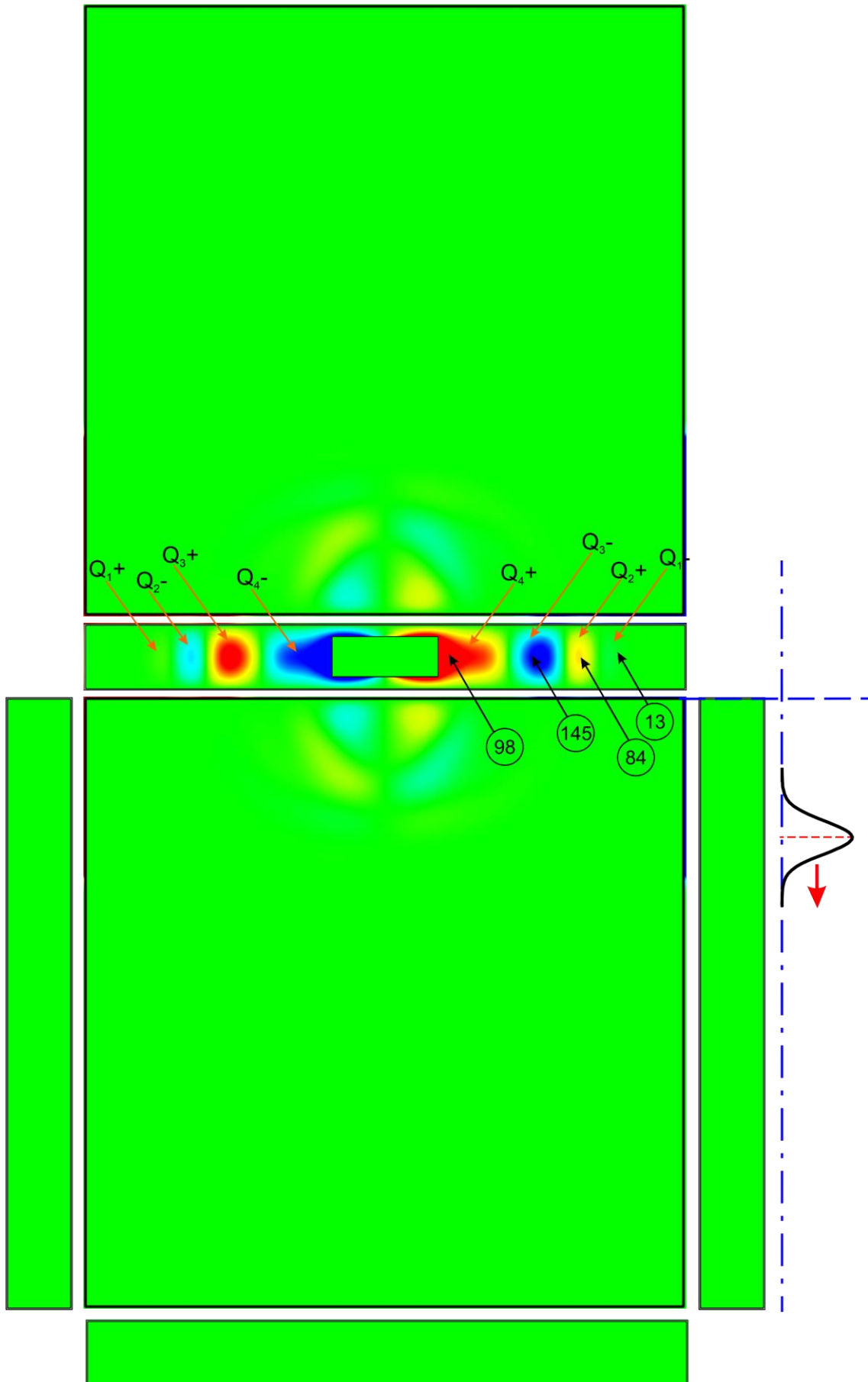
g)

$t = 0,504 \text{ ns}$



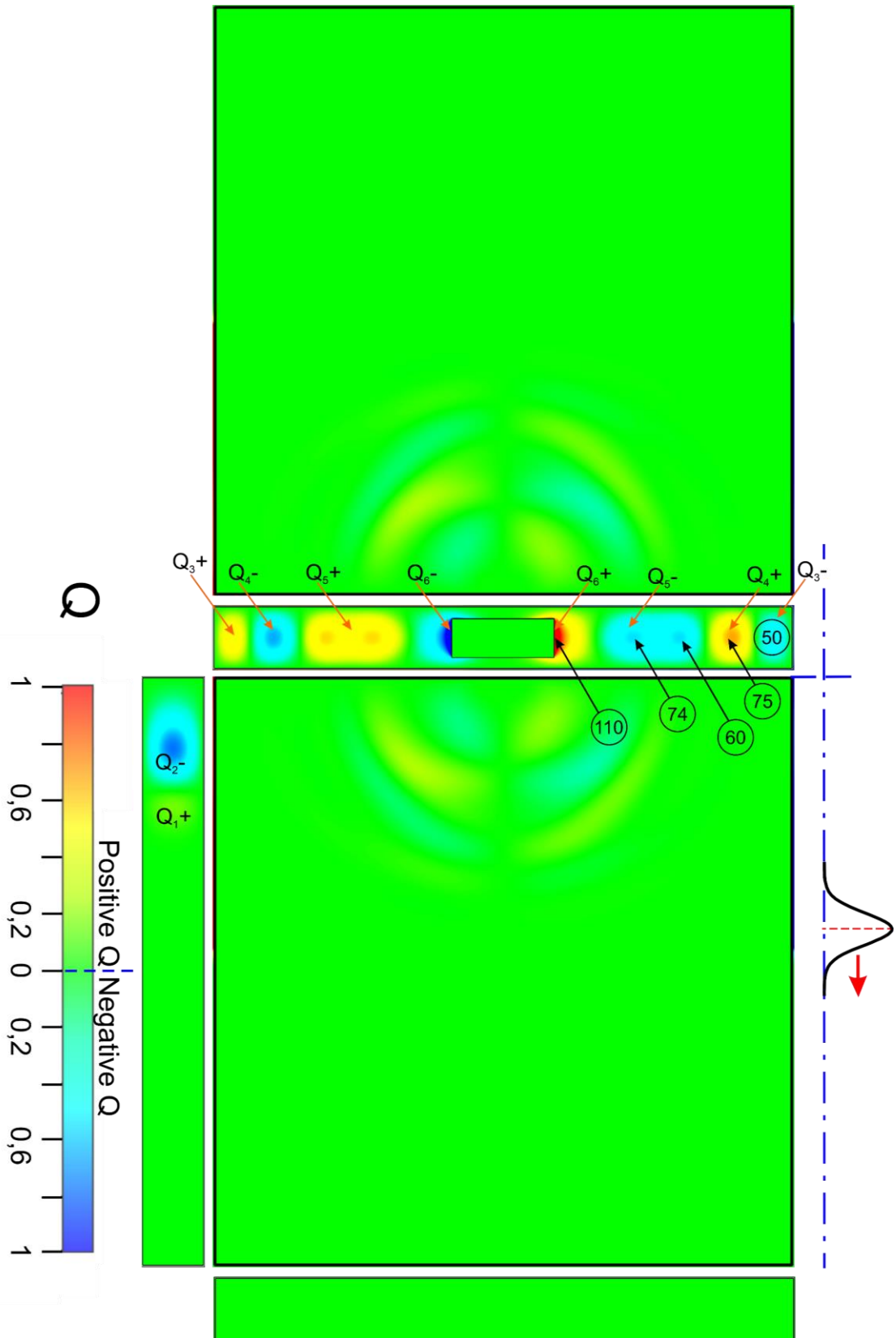
h)

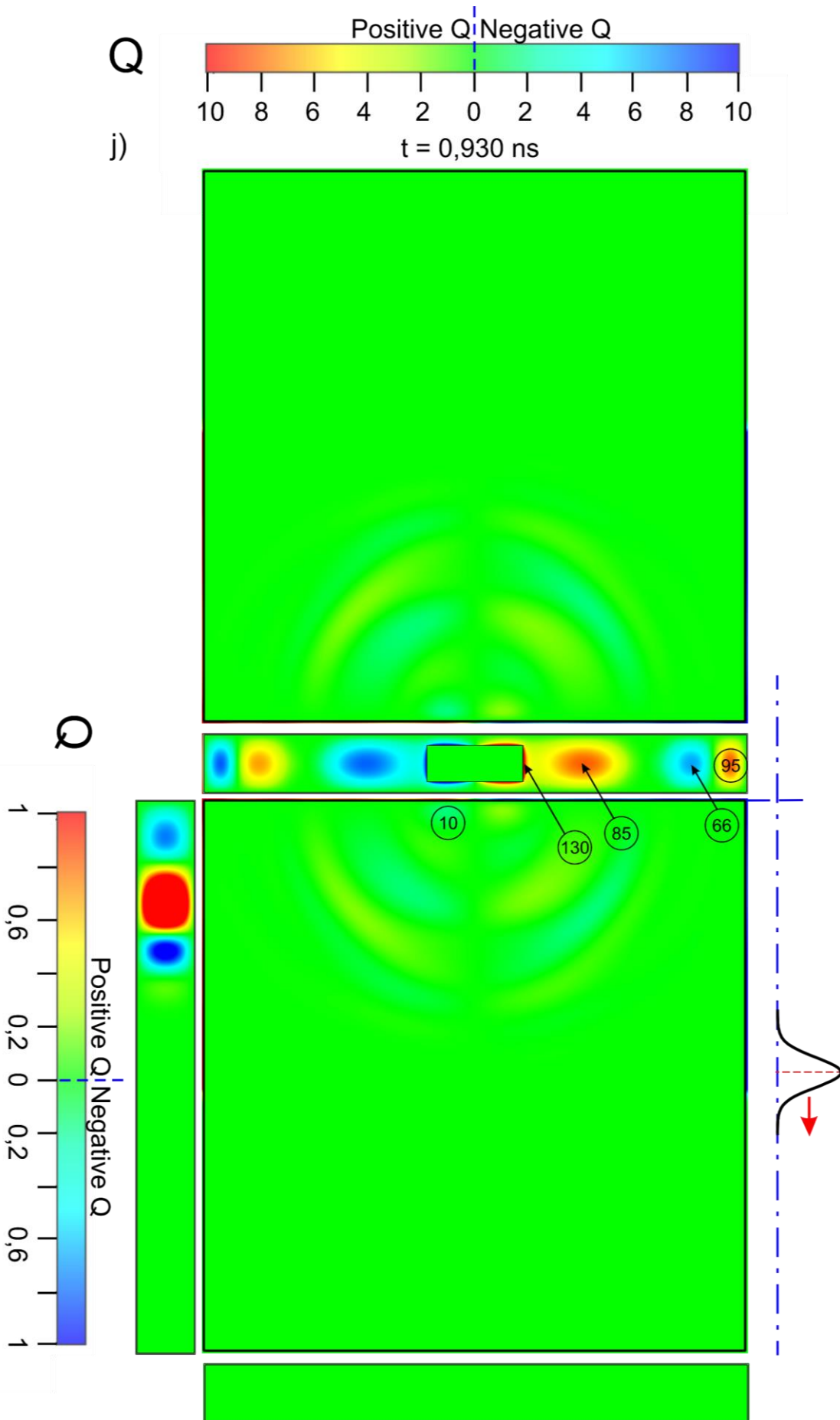
$t = 0,574 \text{ ns}$

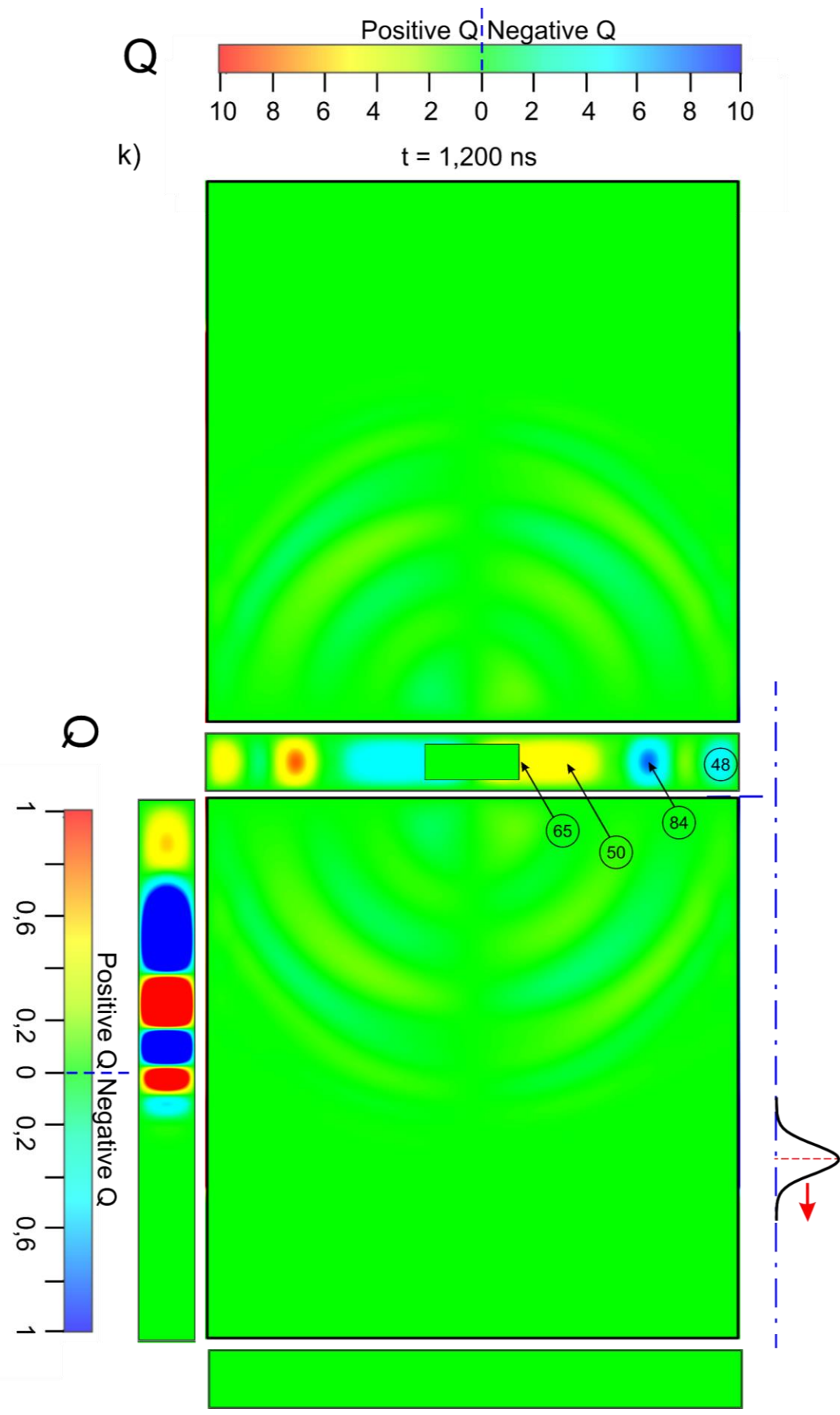


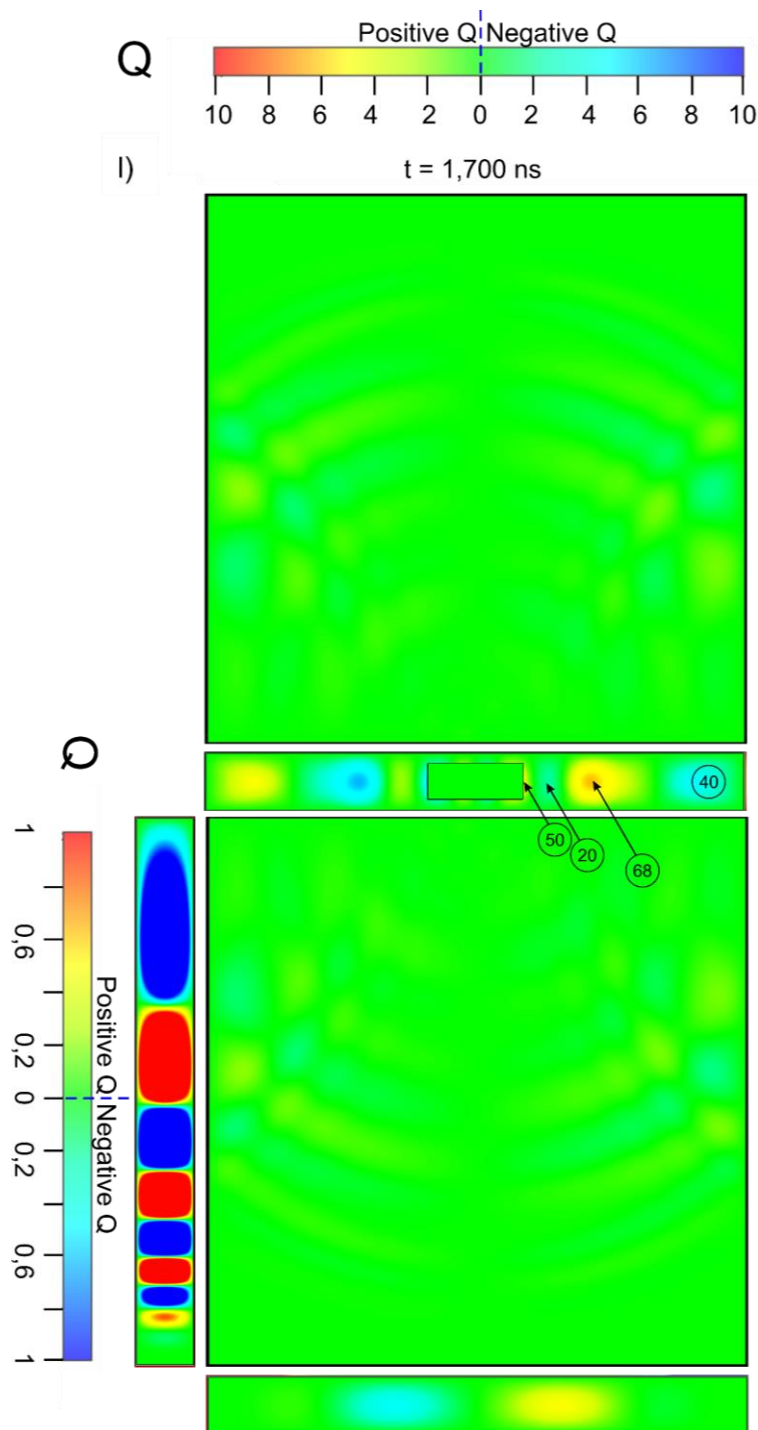
i)

$t = 0,830 \text{ ns}$









Rys. 30. Polaryzacja równoległa. Na rysunkach przedstawione są rozkłady modułu składowej normalnej pola elektrycznego E_n na wewnętrznych ścianach obudowy, do którego proporcjonalna jest gęstość powierzchniowa ładunku elektrycznego σ_s . W okręgach podano wartości modułu składowej normalnej pola elektrycznego w kV/m. Gęstości powierzchniowe ładunku elektrycznego można wyliczyć, korzystając ze wzoru $\sigma_s = \frac{E_n}{\varepsilon_0}$, gdzie E_n jest modułem składowej normalnej pola elektrycznego, $\varepsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12}$ F/m jest przenikalnością elektryczną próżni. Rysunki ilustrują rozwój ładunku elektrycznego na wewnętrznych ścianach obudowy dla wybranych czasów podczas oddziaływania impulsu zaburzającego na przednią ścianę obudowy. Kolorem niebieskim oznaczono wyspy z ujemnym ładunkiem elektrycznym, kolorem czerwonym – wyspy z dodatnim ładunkiem elektrycznym.

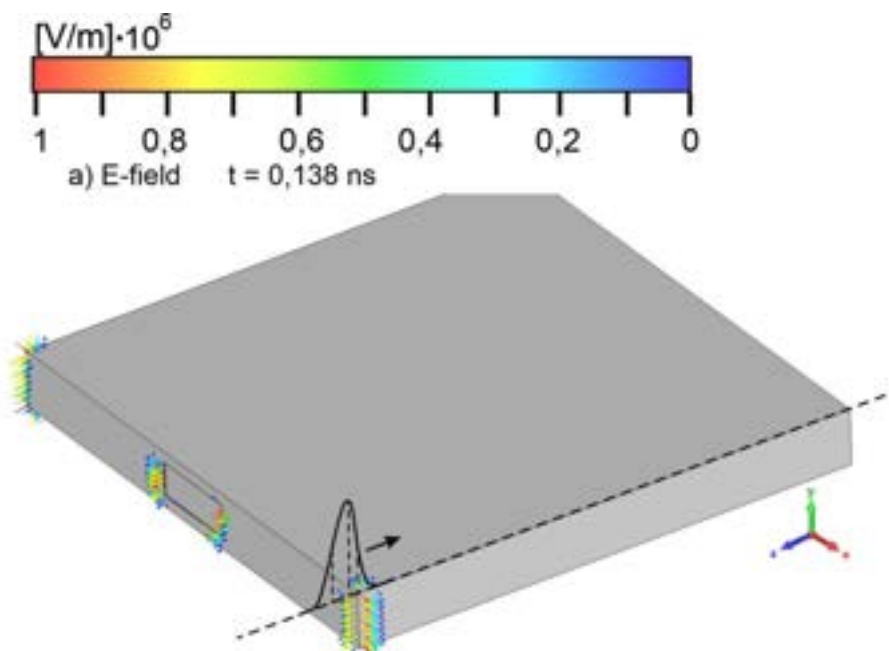
Na rys. 30k na powierzchni bocznej ściany obudowy oprócz ciągu par wysp komplementarnych ładunków elektrycznych widać również wyspy ładunków elektrycznych powstałe wskutek powstania w obudowie fal wtórnych (podrozdział 7.1).

7.3. Rozkłady pola elektrycznego, ładunku elektrycznego, prądu powierzchniowego i pola magnetycznego na zewnętrznych powierzchniach obudowy

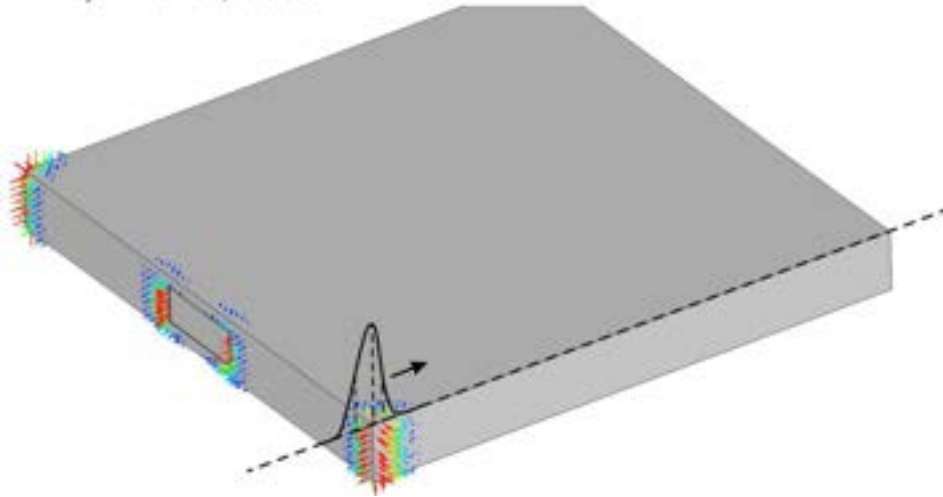
7.3.1. Pole elektryczne normalne do zewnętrznych powierzchni obudowy

Impuls zaburzający indukuje ładunek elektryczny na zewnętrznych powierzchniach obudowy, czego wyrazem jest pojawienie się składowej normalnej pola elektrycznego na tych powierzchniach.

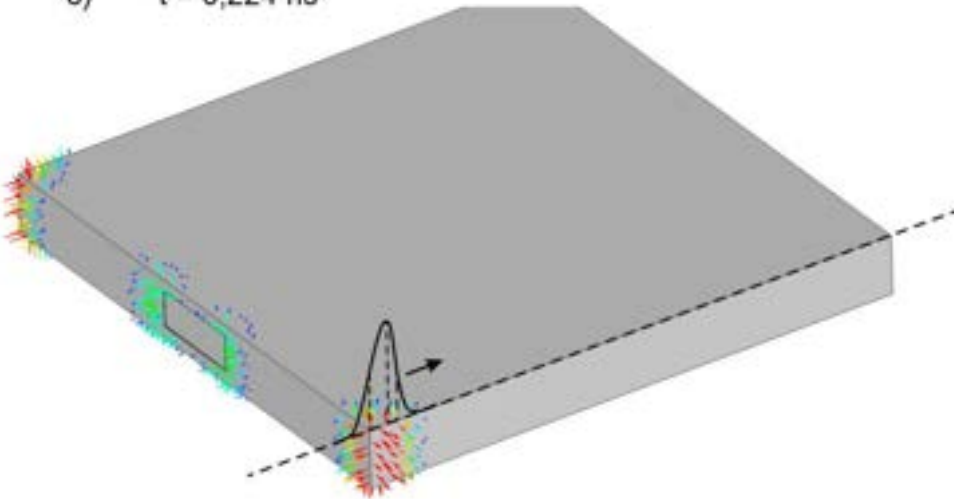
Na rys. 31 rozkład składowej normalnej pola elektrycznego przedstawiony jest za pomocą wektorów prostopadłych do metalowych powierzchni obudowy.



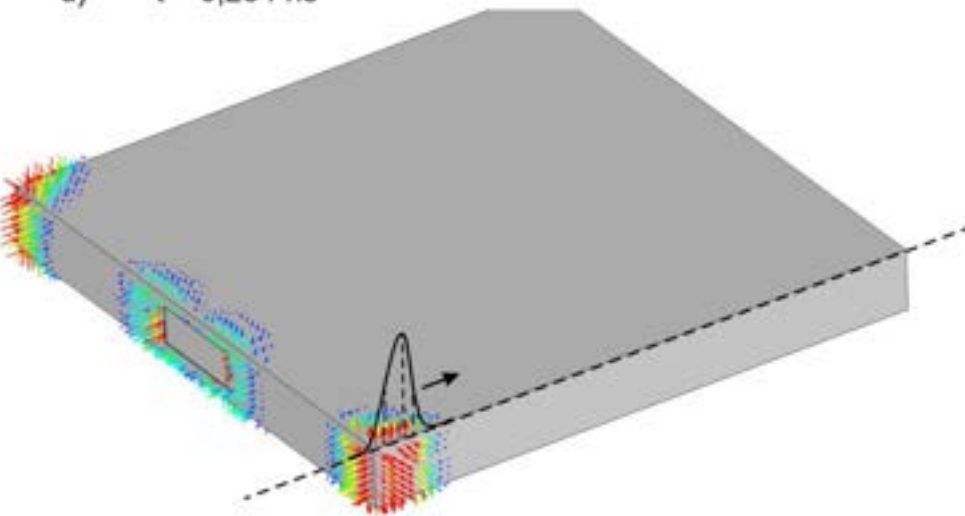
b) $t = 0,178 \text{ ns}$



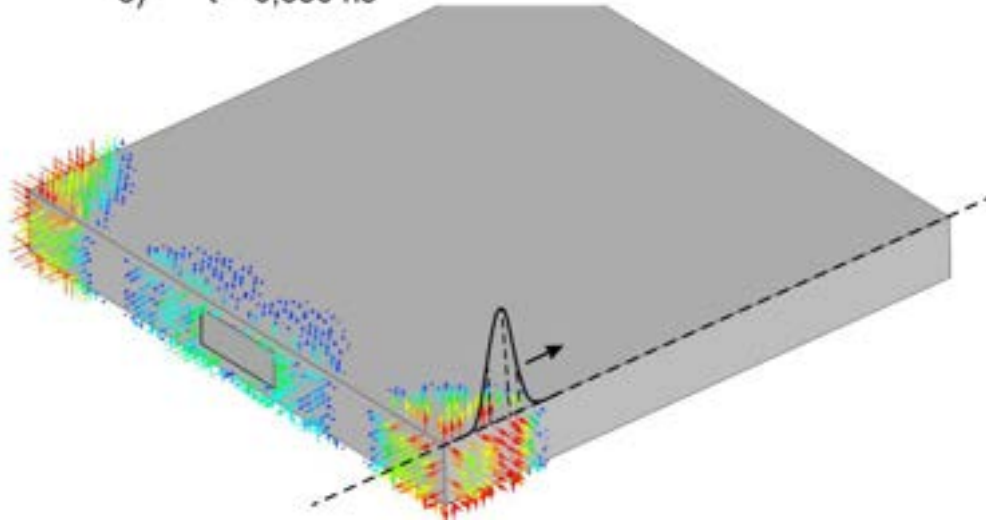
c) $t = 0,224 \text{ ns}$



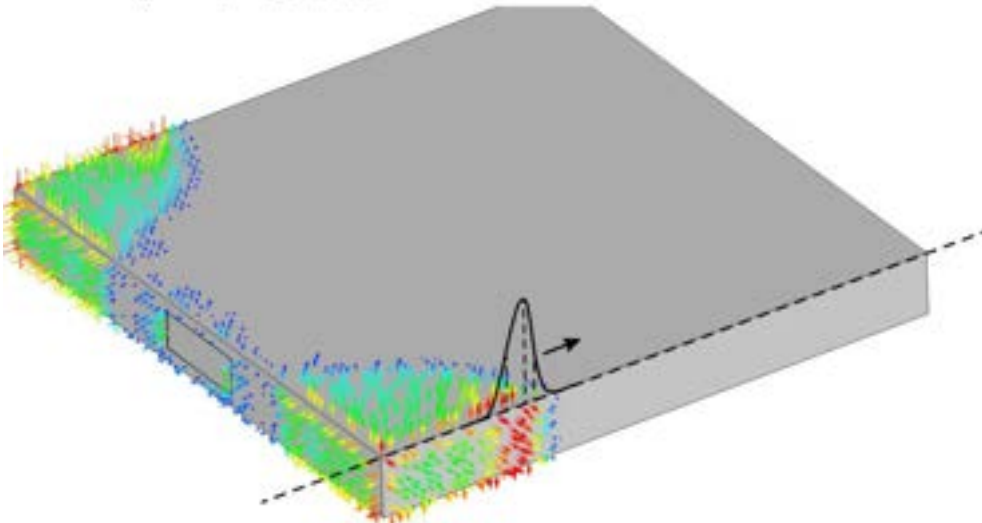
d) $t = 0,254 \text{ ns}$



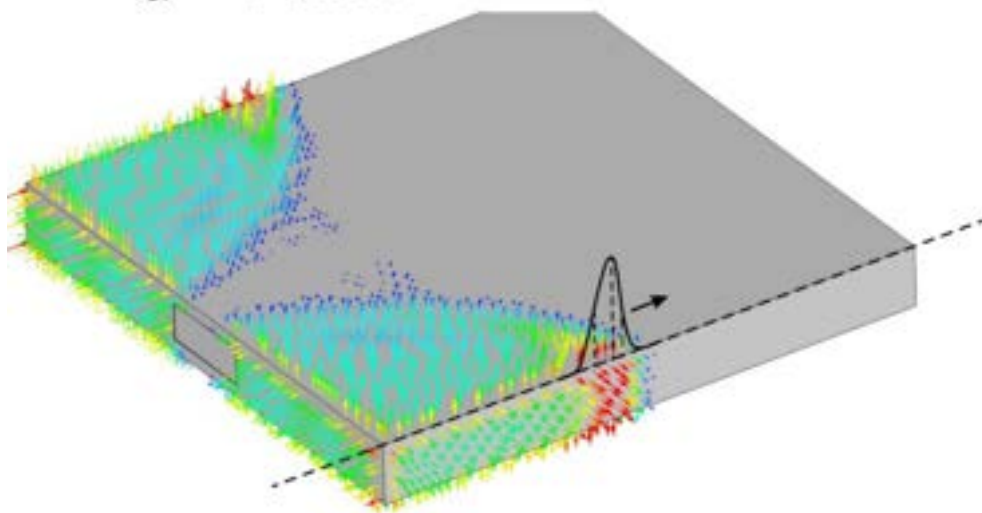
e) $t = 0,350 \text{ ns}$

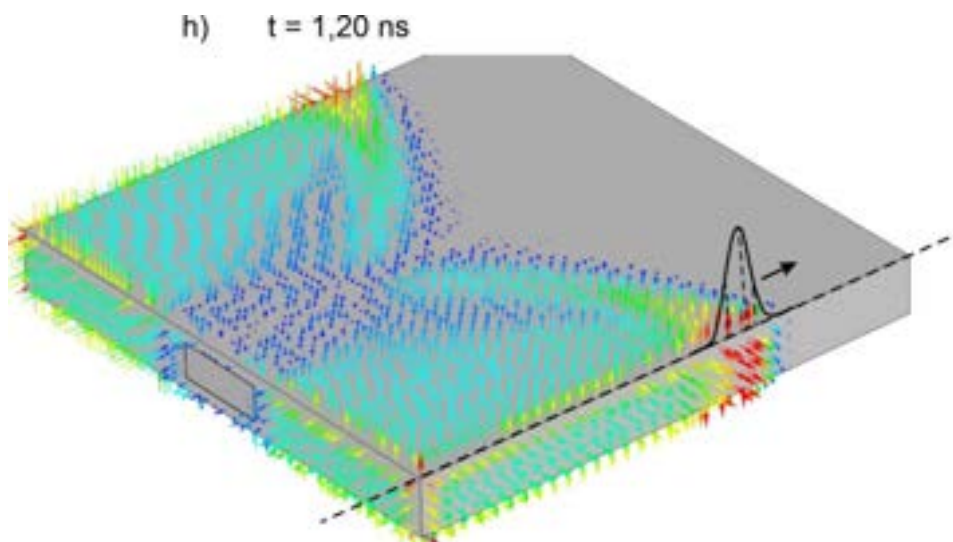


f) $t = 0,514 \text{ ns}$

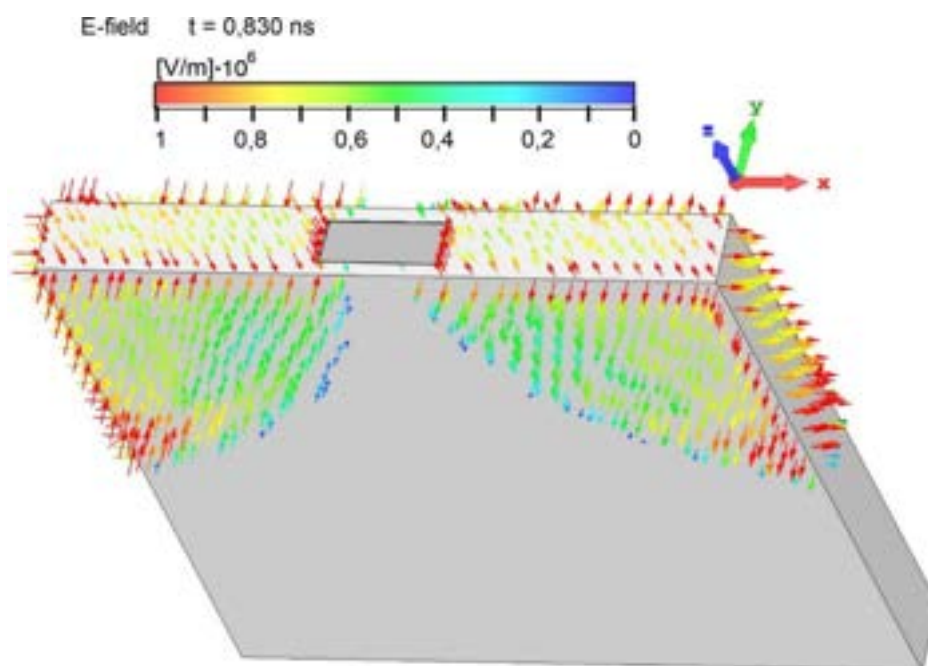


g) $t = 0,830 \text{ ns}$





Rys. 31. Polaryzacja równoległa. Wektorowe rozkłady składowej normalnej natężenia pola elektrycznego na zewnętrznych ścianach obudowy ekranującej dla wybranych czasów. Na rysunkach zaznaczono aktualną pozycję impulsu zaburzającego.



Rys. 32. Polaryzacja równoległa. Wektorowy rozkład składowej normalnej natężenia pola elektrycznego na zewnętrznych ścianach obudowy w chwili $t = 0,830 \text{ ns}$. Widok na zewnętrzną powierzchnię dolnej ściany obudowy ekranującej.

W przedziale czasowym od $t = 0,138 \text{ ns}$ (rys. 31a) tzn., kiedy połowa maksymalnej amplitudy impulsu zaburzającego mija przednią ścianę obudowy największe wartości składowej normalnej pola elektrycznego występują na lewym i prawym przednim rogu obudowy oraz na lewej i prawej krótszej krawędzi otworu. Orientacyjne wartości natężenia pola elektrycznego można odczytać ze skali barw.

W chwili $t = 0,178$ ns (rys. 31b), kiedy maksimum amplitudy impulsu zaburzającego prawie mija przednią ścianę obudowy składowa normalna pola elektrycznego na zewnętrznych krawędziach przedniej ściany obudowy i na krótszych krawędziach otworu osiąga swoje największe wartości. Widać wyraźnie, że wektory normalnego pola elektrycznego przy lewej krawędzi otworu skierowane są w kierunku od tej krawędzi, natomiast przy prawej krawędzi do niej. Znaczący to, że przy lewej i prawej krawędzi otworu (oraz w ich pobliżu) znajdują się ładunki elektryczne o przeciwnej polarności: dodatnie (obszar zubożony w elektrony swobodne) przy lewej krawędzi a ujemne - przy prawej (nadmiar elektronów swobodnych).

W chwili $t = 0,224$ ns (rys. 31c), kiedy „opadający tył” impulsu zaburzającego o natężeniu równym połowie maksimum amplitudy impulsu zaburzającego znajduje się w płaszczyźnie przedniej ściany na prawej i lewej przednich krawędziach obudowy nadal widać silne obszary pola elektrycznego. Natężenie pola elektrycznego przy krawędziach otworu zmienia kierunek a jego moduł maleje. Inaczej mówiąc przy krawędziach otworu następuje przeładowanie ładunku elektrycznego.

W chwili $t = 0,254$ ns (rys. 31d), kiedy opadający tył impulsu zaburzającego mija płaszczyznę przedniej ściany natężenie pola elektrycznego przy krótszych krawędziach otworu rośnie.

Z upływem czasu i oddalania się impulsu zaburzającego od przedniej ściany obudowy pola elektryczne na lewym i prawym przednim rogu obudowy maleją, „ekspandując” na sąsiadujące z nimi powierzchnie ścian obudowy (rys. 31e-31h). Maleje także pole elektryczne wokół krawędzi otworu. Największe wartości składowej normalnej pola elektrycznego występują natomiast na ścianach bocznych obudowy, w miejscu aktualnej pozycji impulsu zaburzającego. Poza tym miejscem pole elektryczne jest relatywnie słabe. Inaczej niż w przypadku polaryzacji pionowej, na powierzchniach górnej i dolnej ściany obudowy nie występuje pole elektryczne w miejscach aktualnej pozycji impulsu zaburzającego. Bowiem ładunki elektryczne wytworzone przez impuls zaburzający generują pole elektryczne na lewej i prawej ścianie bocznej, które kompensuje pole elektryczne impulsu zaburzającego, powodując, że składowa styczna pola elektrycznego na górnej i dolnej powierzchniach obudowy jest równa zeru. W miejscu aktualnej pozycji impulsu zaburzającego, na bocznych ścianach obudowy wektory pola elektrycznego skierowane są w kierunku $+x$, zgodnie z wektorami pola elektrycznego impulsu zaburzającego. Pas wektorów na bocznych ścianach obudowy (o największej wartości składowej normalnej pola elektrycznego) porusza się zgodnie z impulsem zaburzającym w kierunku $-z$.

Na rys. 32 przedstawiono rozkład składowej normalnej natężenia pola elektrycznego na zewnętrznych ścianach obudowy w chwili $t = 0,830$ ns w widoku na zewnętrzną powierzchnię dolnej ściany obudowy. Rozkład wektorów składowej normalnej na powierzchni dolnej ściany obudowy jest zwierciadlanym odbiciem rozkładu występującego w tym czasie na powierzchni górnej ściany obudowy (rys. 31g).

7.3.2. Ładunki elektryczne na zewnętrznych powierzchniach obudowy

Rozkłady wektorów składowej normalnej natężenia pola elektrycznego (rys. 31 i 32) są skorelowane z rozkładami ładunku elektrycznego, którego rozwój przedstawiono na rys. 33 i 34. Wynika to z proporcjonalności między gęstością ładunku powierzchniowego a składową normalną pola elektrycznego. Zwyczajowo w obszarach, w których wektory składowej normalnej natężenia pola elektrycznego skierowane są od powierzchni znajduje się ładunek dodatni, a w obszarach, w których wektory składowej normalnej skierowane są do powierzchni znajduje się ładunek ujemny.

Jak już pisano powyżej, w pierwszej fazie oddziaływania zewnętrznego impulsu EM na przednią ścianę metalowej obudowy następuje zaburzenie jej stanu neutralności elektrycznej, spowodowane migracją elektronów swobodnych na powierzchni obudowy. A zatem zgodnie z opisami zachowania się składowej normalnej pola elektrycznego w subpodrozdziale 7.3.1 w przedziale czasowym od $t = 0,138$ ns do $t = 0,178$ ns (rys. 33a i 33b) największy ładunek elektryczny zostaje zgromadzony na lewym (ujemny ładunek elektryczny) i prawym (dodatni ładunek elektryczny) przednim rogu obudowy oraz na lewej i prawej krótszej krawędzi otworu.

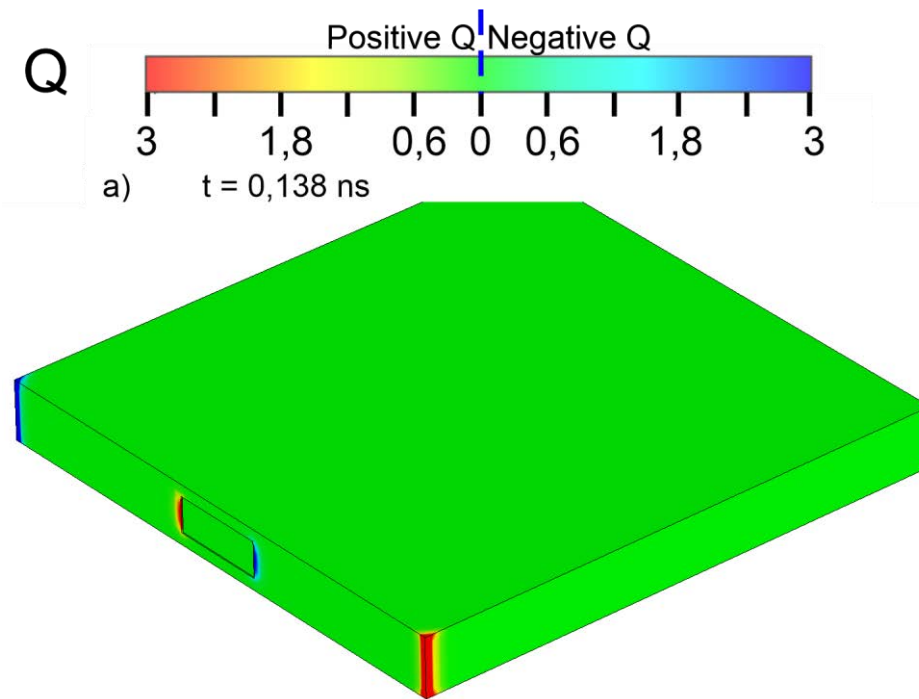
W chwili $t = 0,224$ ns (rys. 33c), kiedy „opadający tył” impulsu zaburzającego o natężeniu równym połowie amplitudy impulsu zaburzającego znajduje się w płaszczyźnie przedniej ściany obudowy. Ładunek elektryczny na lewym i prawym przednim rogu obudowy „ekspanduje” na sąsiadujące ściany obudowy. Maleje także gęstość ładunku powierzchniowego wokół krawędzi otworu.

W chwili $t = 0,254$ ns (rys. 33d) wraz z oddalaniem się impulsu zaburzającego od przedniej ściany obudowy ładunek elektryczny na lewym i prawym przednim rogu obudowy kontynuuje ekspansję na sąsiadujące ściany obudowy, rozkładając się na coraz większych powierzchniach. Jednocześnie przy krótszych krawędziach otworu następuje przeładowanie ładunków elektrycznych i powstanie nowych obszarów ładunków elektrycznych o przeciwnych polarnościach względem obszarów sąsiadujących. Największe gęstości ładunku powierzchniowego znajdują się na lewym i prawym przednim rogu obudowy.

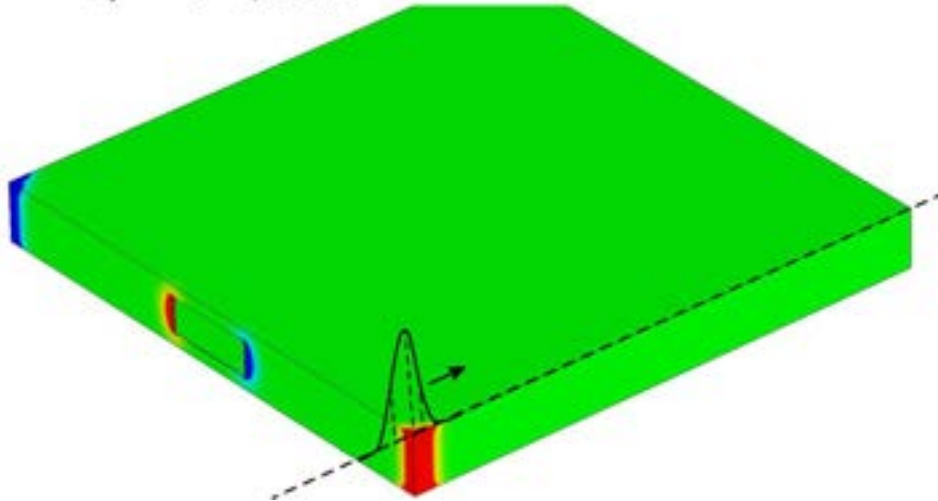
W przedziale czasu od $t = 0,350$ ns do $t = 0,514$ ns (rys. 33e i 33f) powierzchnie zajmowane przez ładunek elektryczny na lewym i prawym przednim rogu obudowy powiększają się. Wokół otworu zachodzi kolejne przeładowanie ładunku elektrycznego. Gęstość powierzchniowa ładunku elektrycznego wokół otworu maleje.

W chwili $t = 0,830$ ns (rys. 33g) granice powierzchni zajmowanych przez ładunek elektryczny na lewym i prawym przednim rogu obudowy dochodzą do krótszych krawędzi otworu i do połowy głębokości obudowy.

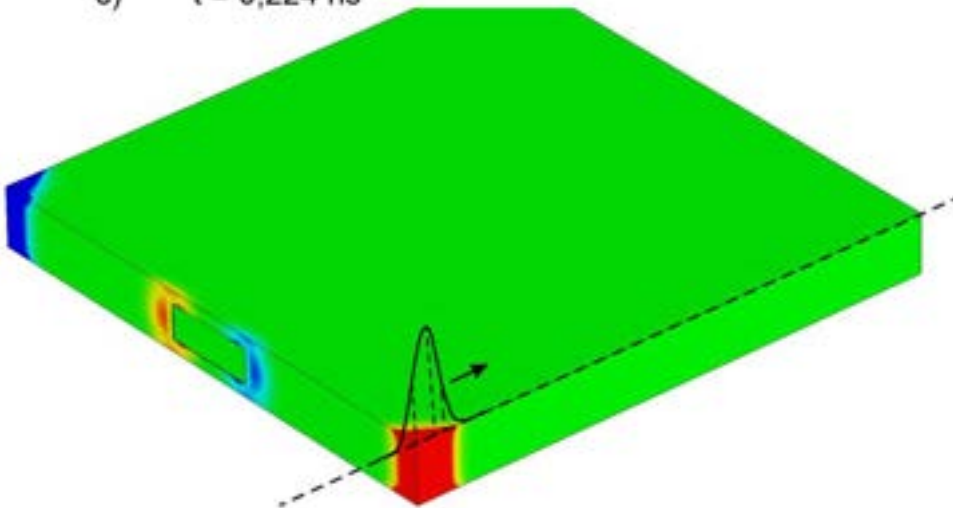
Z upływem czasu i oddalaniem się impulsu zaburzającego od przedniej ściany obudowy gęstość ładunku powierzchniowego na ścianach obudowy maleje. W chwili $t = 1,20$ ns (rys. 33h) największe gęstości ładunku powierzchniowego występują na zewnętrznych krawędziach ścian: przedniej i bocznych oraz na ścianach bocznych w miejscu aktualnej pozycji impulsu zaburzającego.



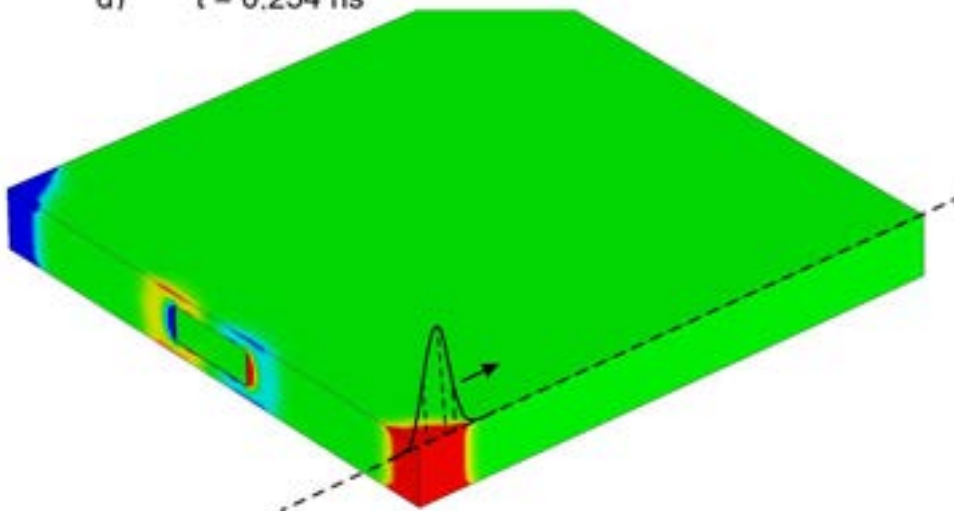
b) $t = 0,178 \text{ ns}$



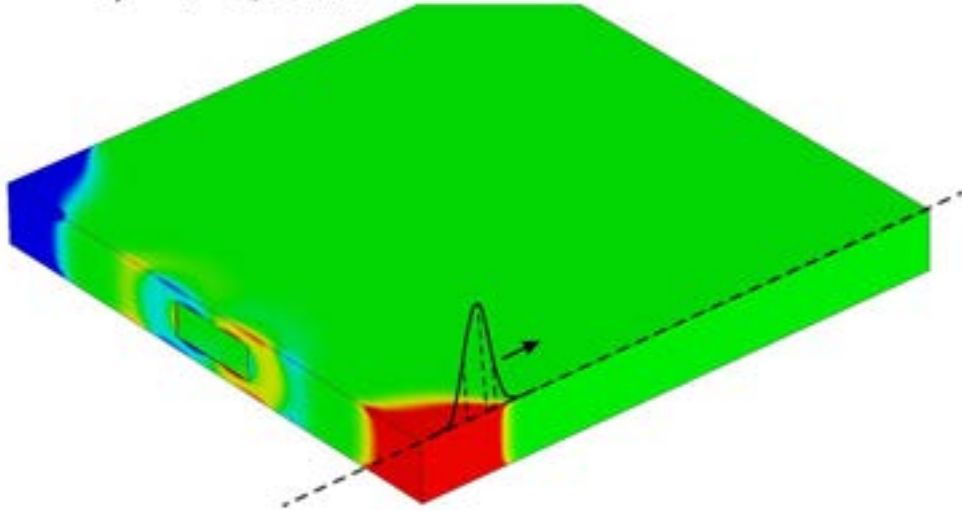
c) $t = 0,224 \text{ ns}$



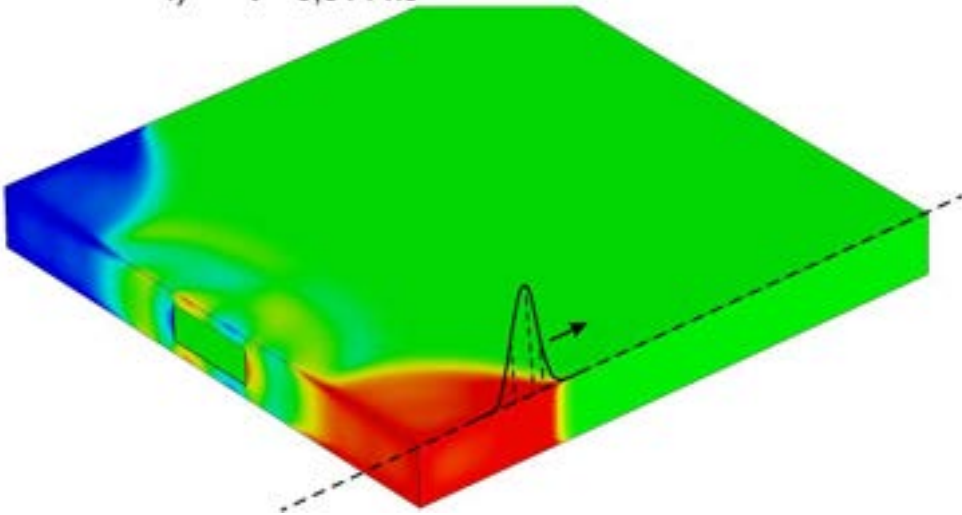
d) $t = 0,254 \text{ ns}$



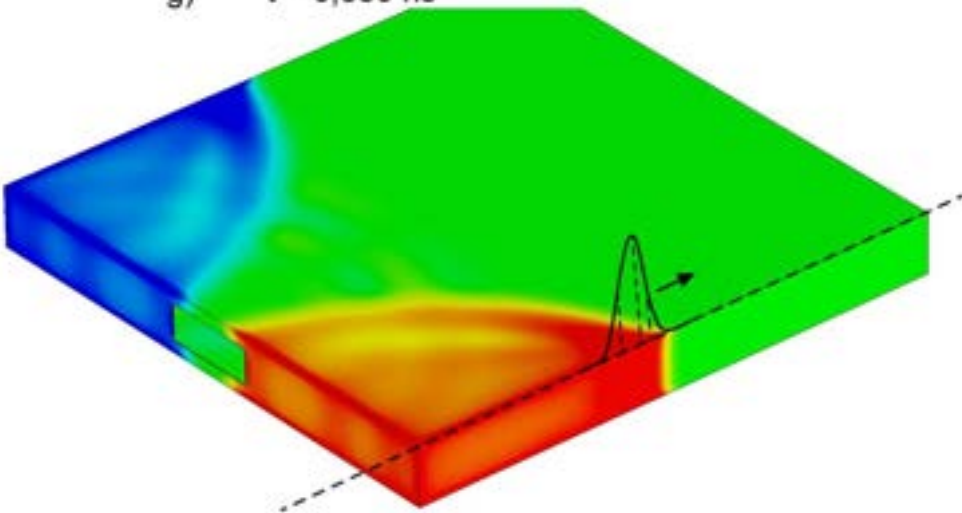
e) $t = 0,350 \text{ ns}$

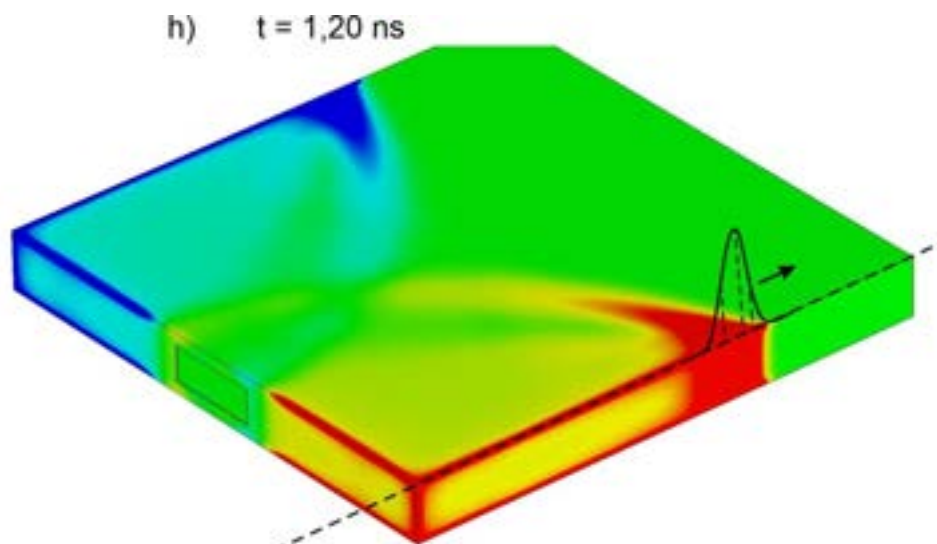


f) $t = 0,514 \text{ ns}$

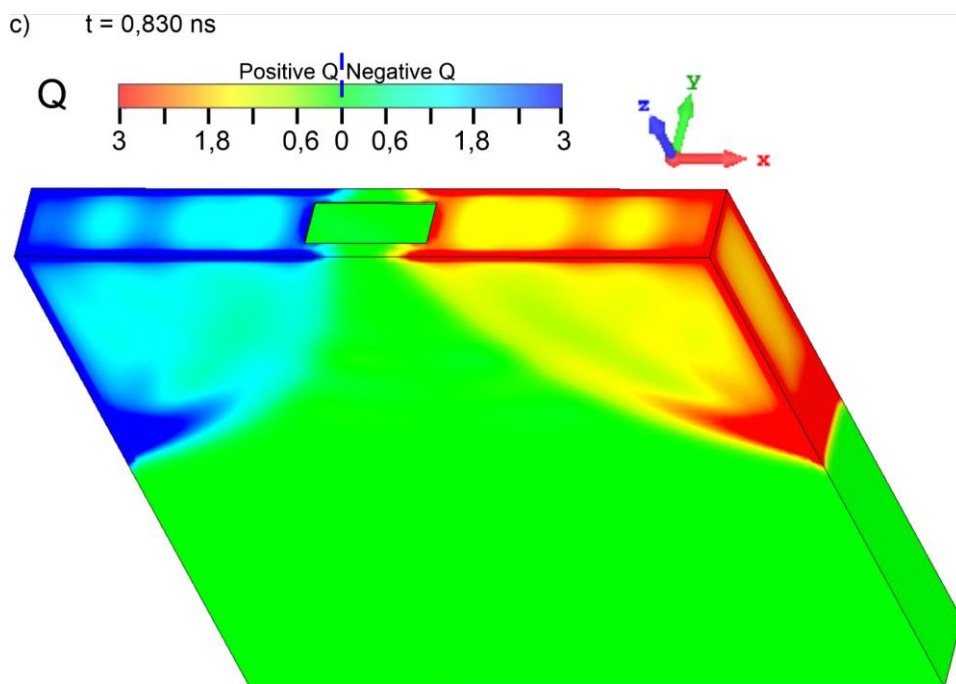


g) $t = 0,830 \text{ ns}$





Rys. 33. Polaryzacja równoległa. Konturowe rozkłady ładunku elektrycznego na zewnętrznych ścianach obudowy dla wybranych czasów. Kolor niebieski oznacza ujemny ładunek elektryczny, kolor czerwony - dodatni ładunek elektryczny. Na rysunkach zaznaczono aktualną pozycję impulsu zaburzającego.



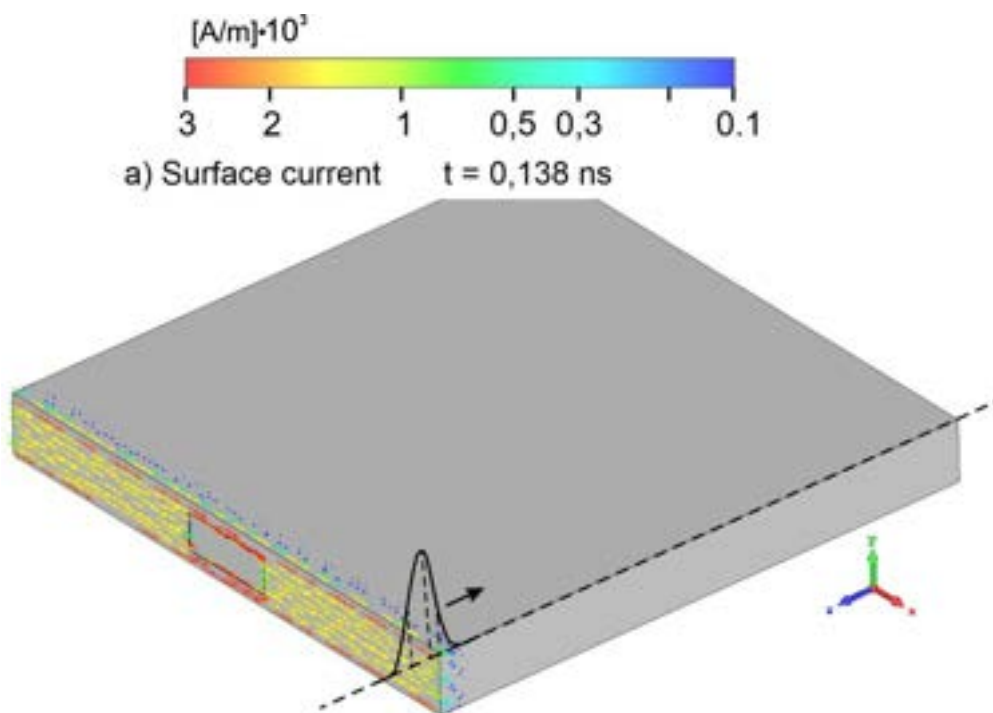
Rys. 34. Polaryzacja równoległa. Konturowy rozkład ładunku elektrycznego na zewnętrznych ścianach obudowy w chwili $t = 0,830 \text{ ns}$. Widok na zewnętrzną dolną ścianę obudowy ekranującej.

Na dolnej ścianie obudowy rozwój ładunku elektrycznego przebiega analogicznie jak w przypadku górnej ściany obudowy (rys. 34).

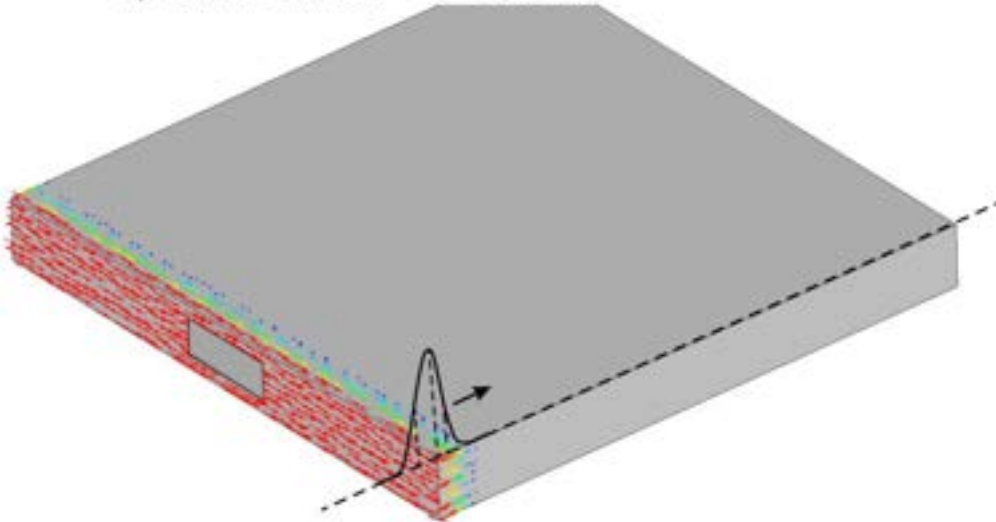
7.3.3. Prąd powierzchniowy na zewnętrznych powierzchniach obudowy

W tym subpodrozdziale na rys. 35-37 przedstawiono i omówiono przepływ prądu powierzchniowego na zewnętrznych powierzchniach obudowy.

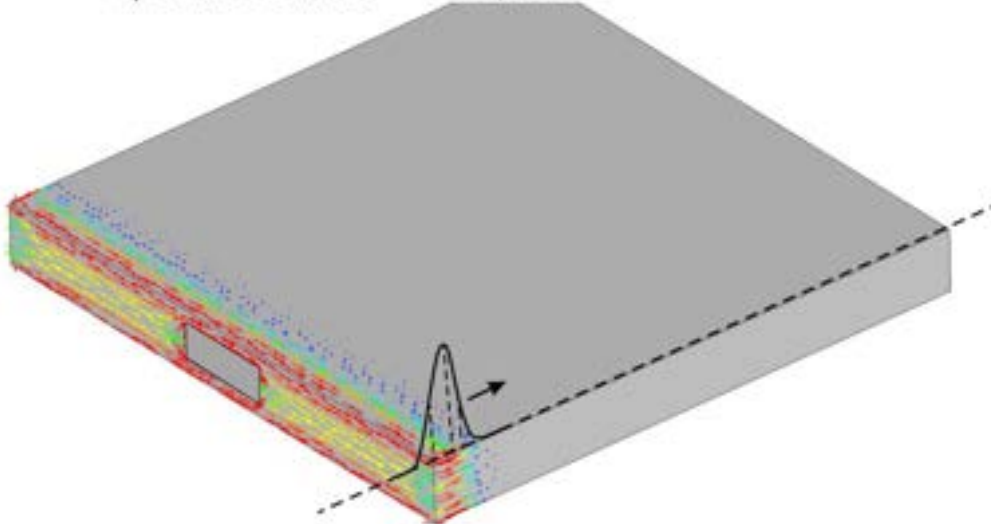
Z opisaniem w subpodrozdziale 7.3.2 przemieszczaniem i powstawaniem obszarów ładunków elektrycznych na zewnętrznych powierzchniach obudowy związany jest przepływ prądu powierzchniowego. Analizując rozkłady prądu powierzchniowego na zewnętrznych powierzchniach obudowy należy pamiętać, że w rzeczywistości prąd elektryczny na powierzchni metalowej obudowy tworzą przemieszczające się elektrony swobodne a nie nieruchome jony dodatnie sieci krystalicznej. Czyli jest to prąd elektronowy. Natomiast z obliczeń symulacyjnych wykonanych w środowisku CST Studio otrzymuje się wyniki dla prądu umownego obowiązującego w formalizmie elektromagnetyzmu. A zatem kierunek prądu umownego na rys. 35-37 jest przeciwny do kierunku prądu elektronowego.



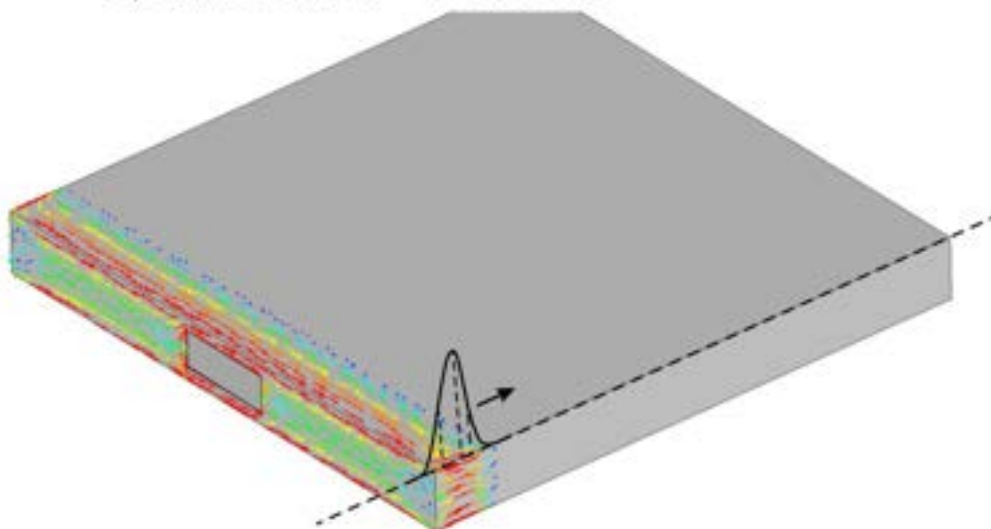
b) Surface current $t = 0,178 \text{ ns}$



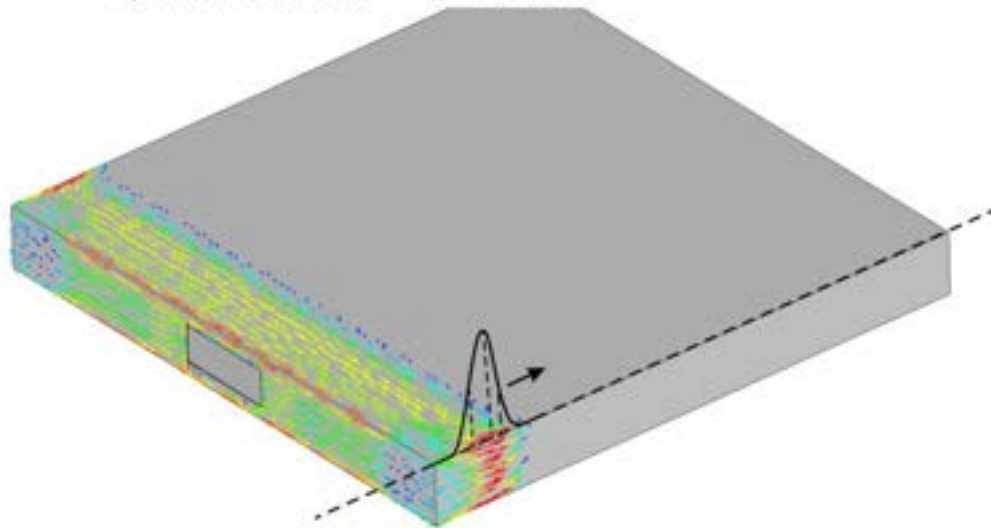
c) Surface current $t = 0,224 \text{ ns}$



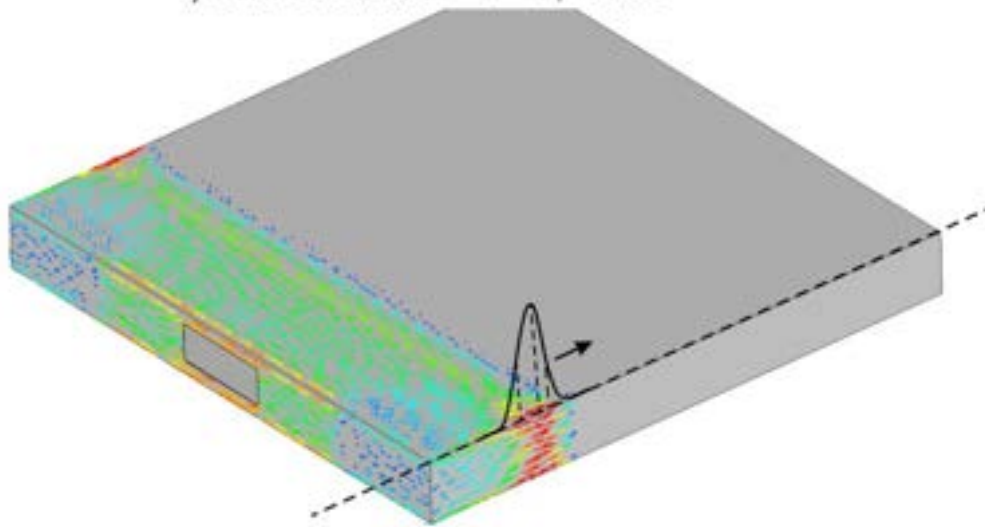
d) Surface current $t = 0,254 \text{ ns}$



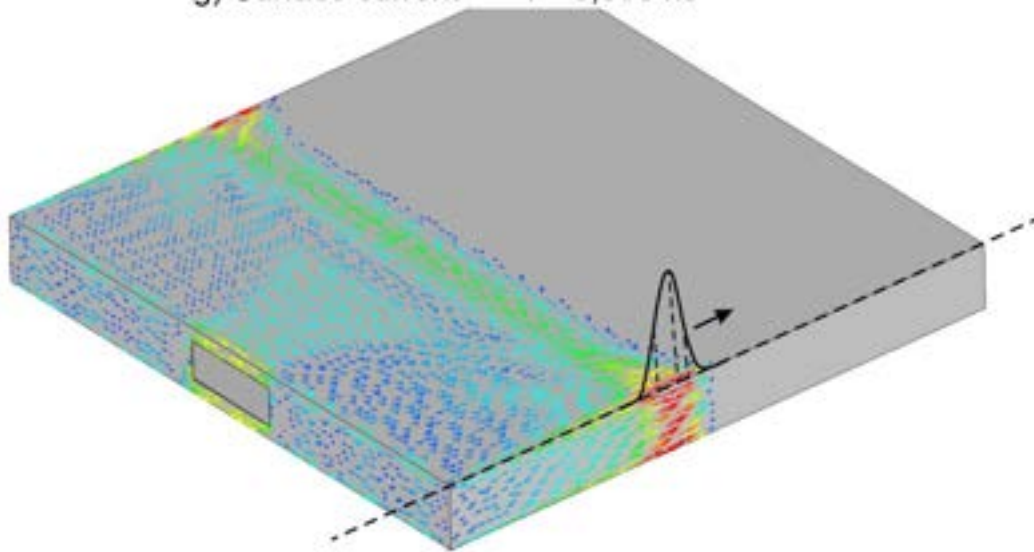
e) Surface current $t = 0,350 \text{ ns}$

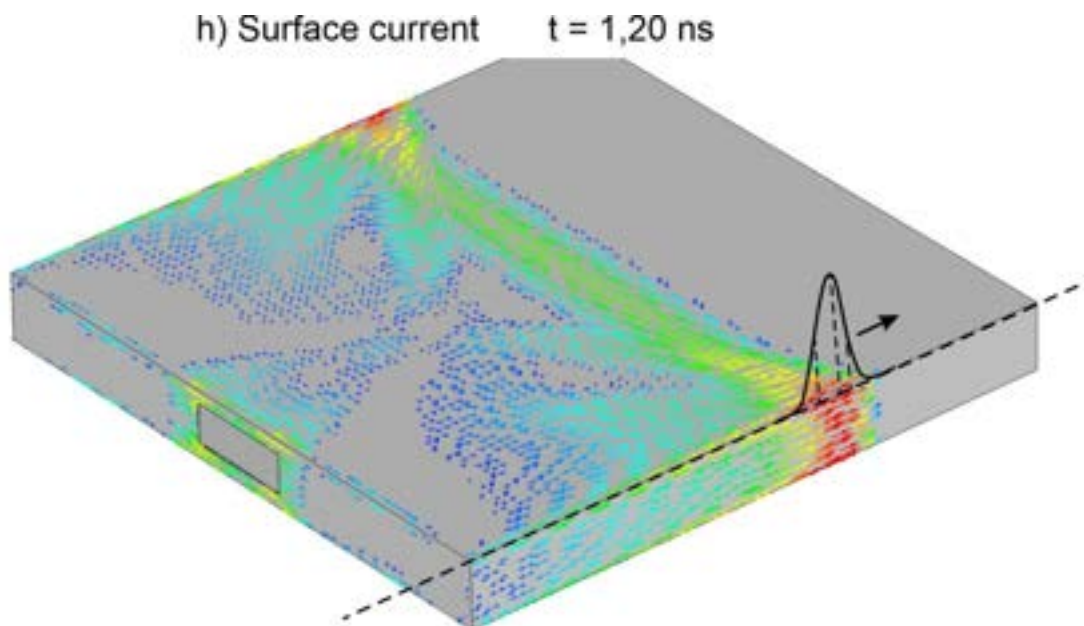


f) Surface current $t = 0,514 \text{ ns}$

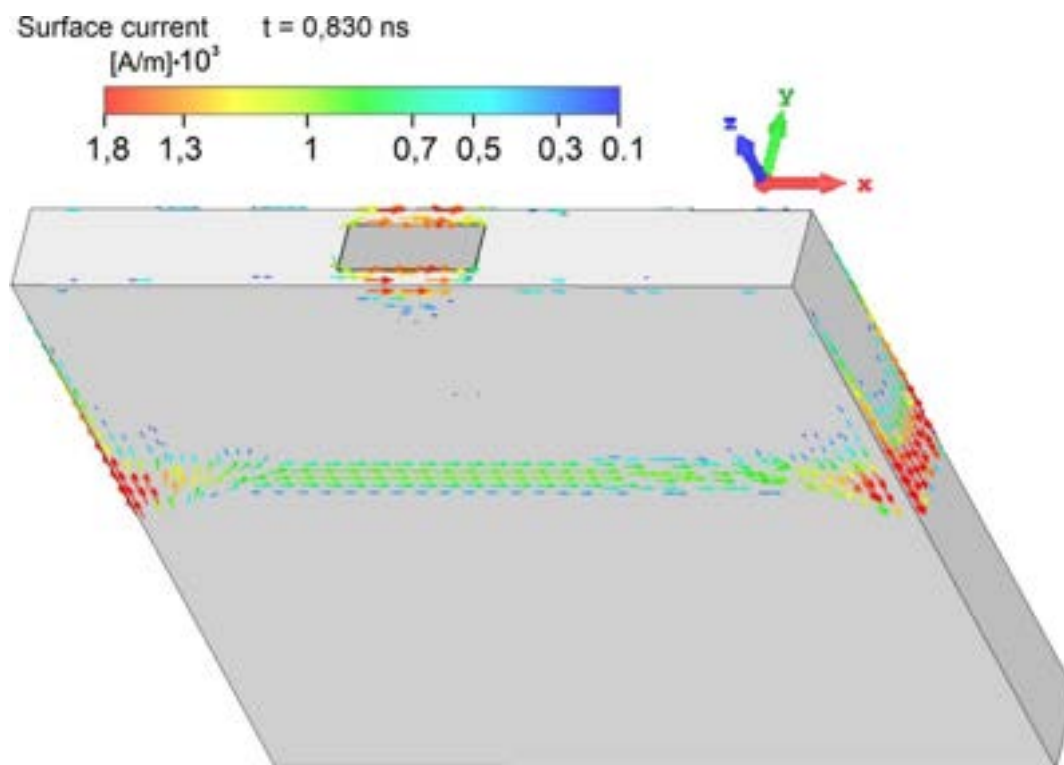


g) Surface current $t = 0,830 \text{ ns}$

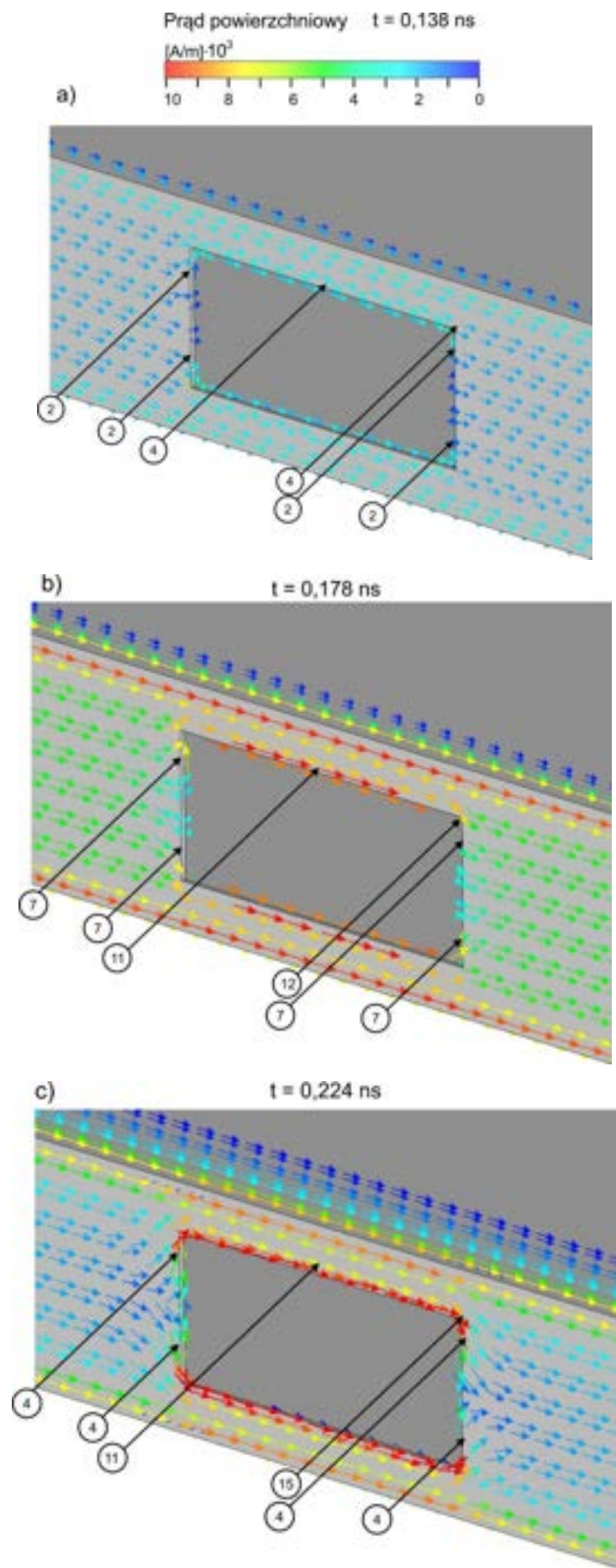


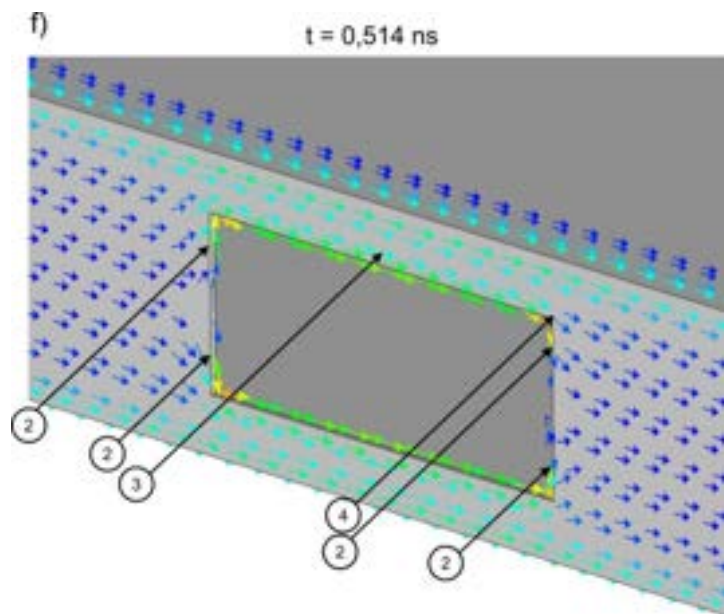
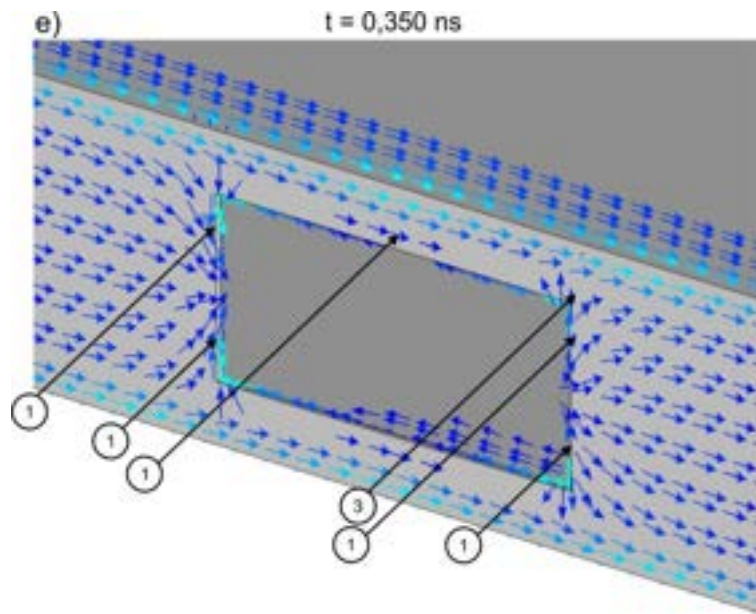
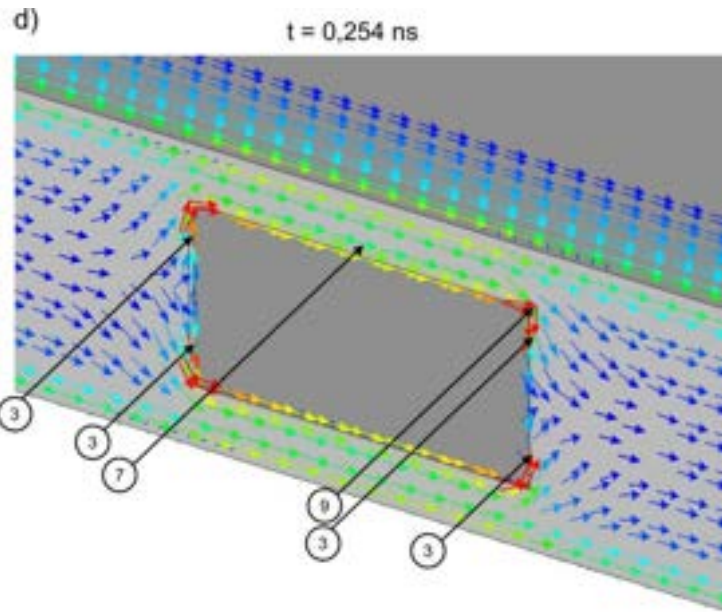


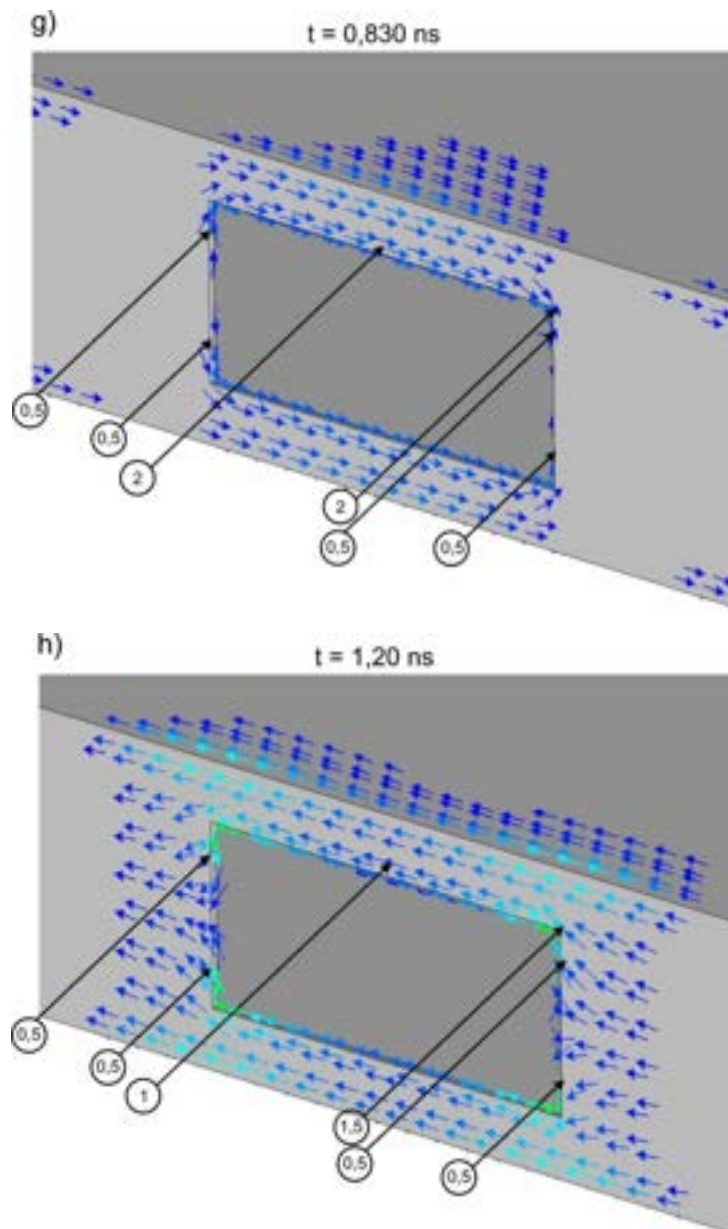
Rys. 35. Polaryzacja równoległa. Rozkłady prądu powierzchniowego na zewnętrznych ścianach obudowy ekranującej dla wybranych czasów. Na rysunkach zaznaczono aktualną pozycję impulsu zaburzającego.



Rys. 36. Polaryzacja równoległa. Rozkład prądu powierzchniowego w chwili $t = 0,830 \text{ ns}$. Widok na zewnętrzną dolną ścianę obudowy ekranującej.







Rys. 37. Polaryzacja równoległa. R Rozkład prądu powierzchniowego przy krawędziach otworu dla wybranych czasów podczas propagacji impulsu zaburzającego od przedniej ściany w głąb obudowy. Wektory pokazują kierunek przepływu umownego prądu elektrycznego (kierunek prądu elektronów jest przeciwny). W okręgach - wartości natężenia liniowej gęstości (umownego) prądu powierzchniowego w kA/m.

W czasie $t = 0,138$ ns (rys. 35a), we wczesnej fazie oddziaływania impulsu zaburzającego na przednią ścianę obudowy pole elektryczne impulsu zaburzającego powoduje migrację elektronów swobodnych po przedniej ścianie obudowy z jej prawego rogu do lewego rogu. Największa intensywność migracji elektronów swobodnych na przedniej ścianie obudowy występuje na dolej i górnej krawędzi przedniej ściany obudowy oraz dolnej i górnej krawędzi otworu. Są to miejsca na przedniej ścianie obudowy, w których promień krzywizny powierzchni jest bardzo mały. Z elektrostatyki wiadomo, że elektrony swobodne gromadzą się

głównie na powierzchniach metalowych w miejscach o małych promieniach krzywizny. Wartości liniowej gęstości prądu powierzchniowego wynoszą 2 kA/m na krótszych krawędziach, w $\frac{1}{4}$ odległości od rogu otworu oraz 4 kA/m na środku dłuższych krawędzi otworu (rys. 37a).

W czasie $t = 0,178$ ns (rys. 35b) impuls zaburzający o maksymalnej amplitudzie oddziałuje na przednią ścianę obudowy, wymuszając bardzo intensywną migrację elektronów swobodnych po ścianie przedniej z prawego rogu obudowy do lewego rogu. Wartości liniowej gęstości prądu powierzchniowego rosną zgodnie ze wzrostem amplitudy impulsu zaburzającego i wynoszą w tym momencie 7 kA/m na krótszych krawędziach, w $\frac{1}{4}$ odległości od rogu otworu, 11 kA/m na środku dłuższych krawędzi otworu oraz 12 kA/m przy rogu otworu (rys. 37b)

W przedziale czasowym od $t = 0,224$ ns do $t = 0,254$ ns (rys. 35c i 35d), kiedy tylne opadające zbocze impulsu zaburzającego mija przednią ścianę obudowy intensywność migracji elektronów swobodnych słabnie. Wartości prądu powierzchniowego na „ciągłych” powierzchniach przedniej ściany obudowy maleją. Wartości liniowej gęstości prądu powierzchniowego przy krawędziach otworu osiągają wartości do 15 kA/m i 9kA/m przy rogu otworu odpowiednio dla czasów $t = 0,224$ ns i $t = 0,254$ (rys. 37c i 37d).

W przedziale czasu od $t = 0,350$ ns do $t = 0,514$ ns (rys. 35e i 35f), kiedy impuls zaburzający całkowicie minął przednią ścianę obudowy maleje gęstość ładunków elektrycznych na przednich rogach obudowy (subpodrozdziału 7.3.2). Skutkuje to zmniejszaniem się intensywności migracji elektronów na przedniej ścianie obudowy oraz związanego z nią prądu powierzchniowego. Prąd powierzchniowy płynie głównie na przedniej ścianie obudowy w okolicach otworu oraz po górnej (a także dolnej) ścianie obudowy. Największe wartości liniowej gęstości prądu powierzchniowego przy krawędziach otworu osiągają odpowiednio wartości 3 kA/m i 4 kA/m (rys. 37e i 37f).

Po tym czasie, w miarę oddalania się impulsu zaburzającego od przedniej ściany obudowy prąd powierzchniowy na górnej i dolnej ścianie obudowy przyjmuje formę wąskiego pasa w płaszczyźnie wyznaczonej przez impuls zaburzający. Pas ten przesuwa się w stronę tylnej ściany obudowy zgodnie z impulsem zaburzającym. W czasie $t = 0,830$ ns (rys. 35g) wartości liniowej gęstości prądu powierzchniowego przy krawędziach otworu maleją do wartości 2 kA/m (rys. 37g).

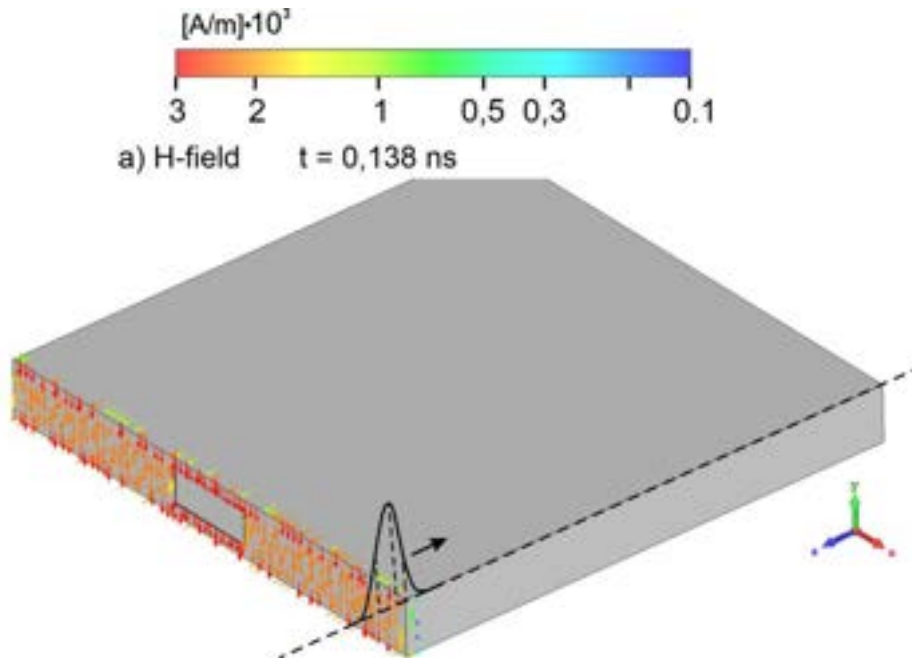
W czasie $t = 1,20$ (rys. 35h) wyraźnie widać przesuwany się w kierunku $-z$ pas prądu powierzchniowego związanego z impulsem zaburzającym. Na dolnej ścianie obudowy widoczny jest zwierciadlany pas prądu powierzchniowego, skierowany, identycznie jak prąd

powierzchniowy na górnej ścianie obudowy w kierunku +x. Prąd powierzchniowy przy krawędziach otworu zmienia kierunek i osiąga wartości do 1,5 kA/m (rys. 37h).

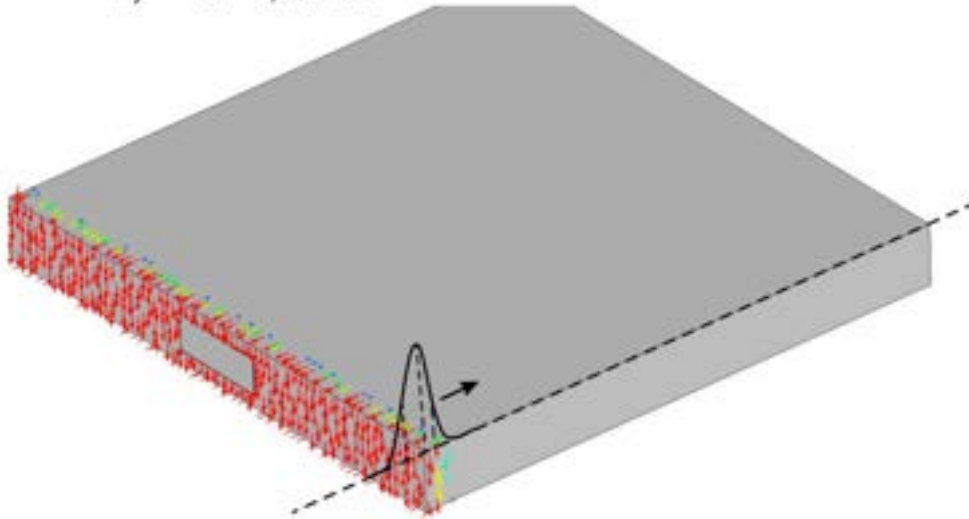
7.3.4. Pole magnetyczne styczne do zewnętrznych powierzchni obudowy

Opisanemu w subpodrozdziale 7.3.1 polu elektrycznemu na powierzchni obudowy towarzyszy sprzężone z nim pole magnetyczne (rys. 38, rys. 39 (widok na dolną ścianę obudowy) i rys. 40 (dla powiększonego obszaru przy otworze)). Zgodnie z warunkami granicznymi na powierzchniach metalowych (PEC) pole magnetyczne spowodowane impulsem zaburzającym na powierzchniach metalowej obudowy musi być do tych powierzchni styczne.

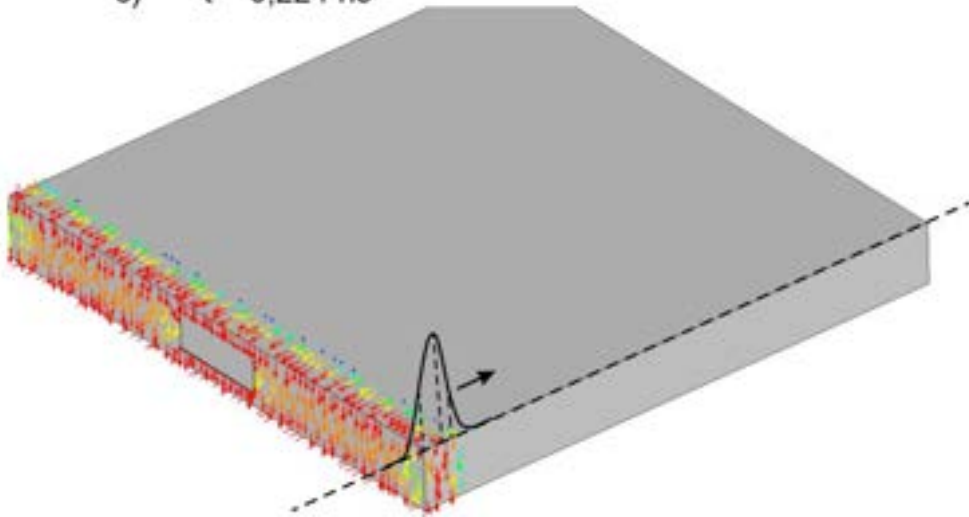
W początkowej fazie oddziaływania impulsu zaburzającego z przednią ścianą obudowy mamy do czynienia ze znanym zjawiskiem odbicia się fali elektromagnetycznej od powierzchni metalowej. W przypadku impulsu zaburzającego o polaryzacji równoległej natężenie stycznego pola magnetycznego na „ciągłej” powierzchni przedniej ściany obudowy jest jednorodne i dwukrotnie większe niż natężenie pola magnetycznego impulsu zaburzającego. Zaburzenie tej jednorodności stycznego pola magnetycznego występuje w okolicach otworu.



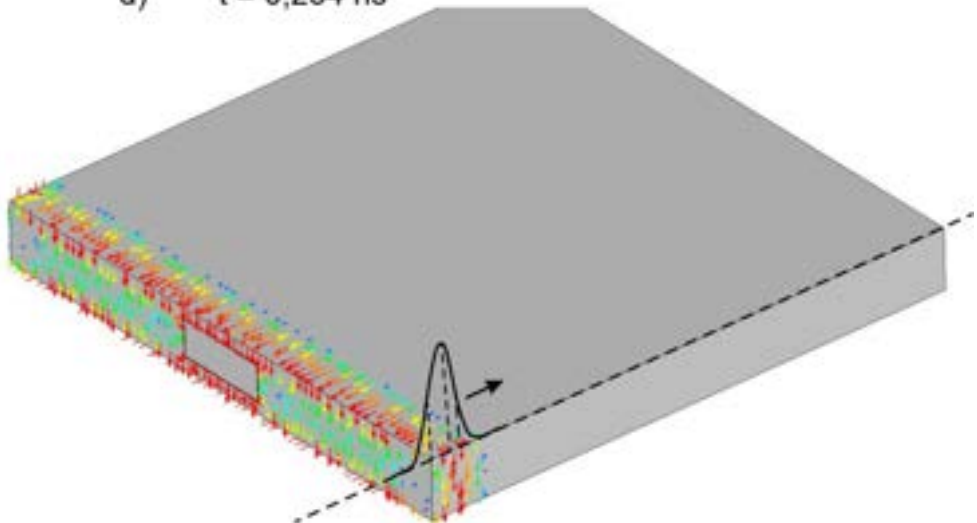
b) $t = 0,178 \text{ ns}$



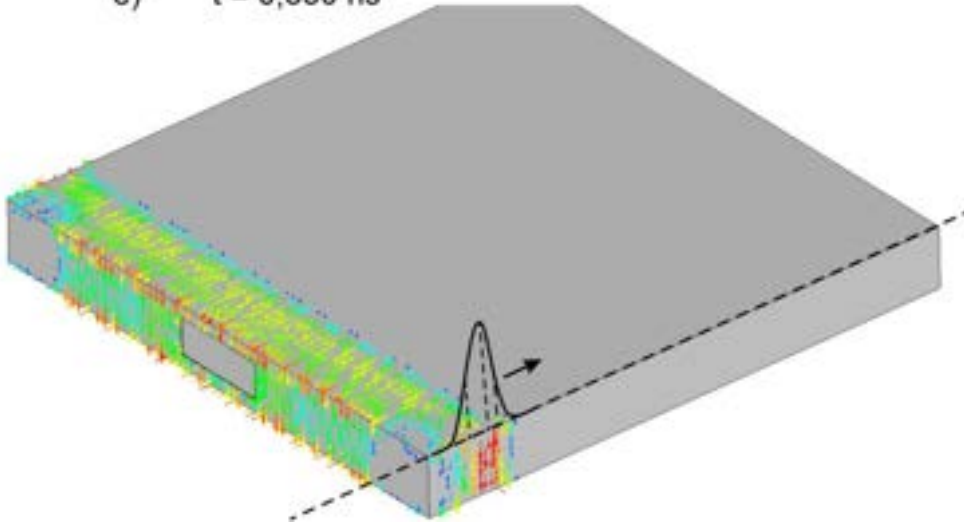
c) $t = 0,224 \text{ ns}$



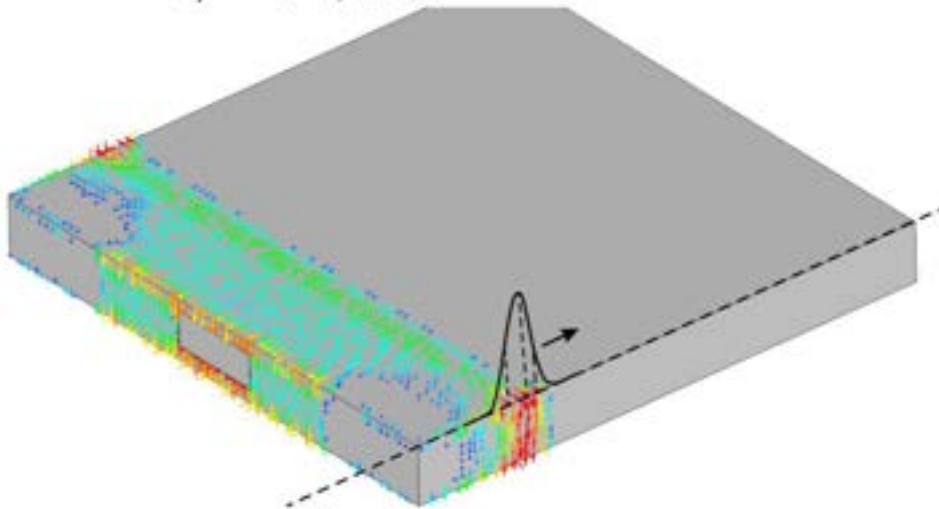
d) $t = 0,254 \text{ ns}$



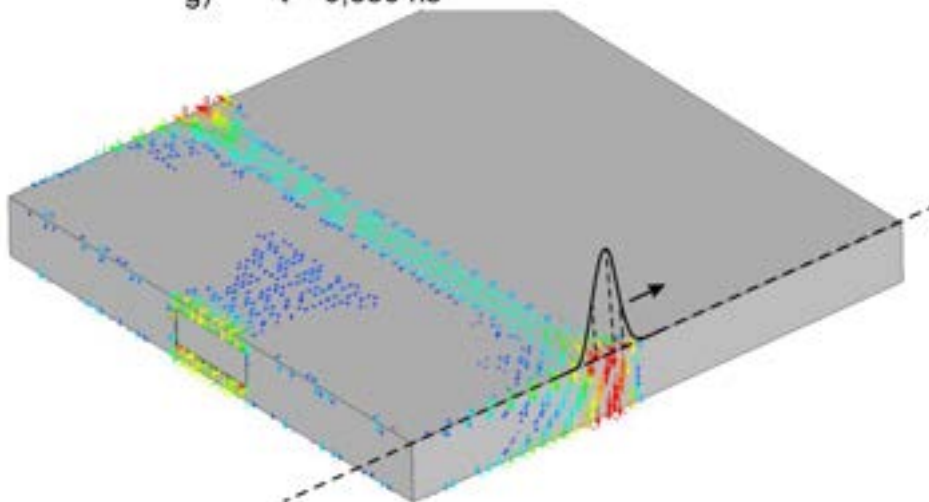
e) $t = 0,350 \text{ ns}$

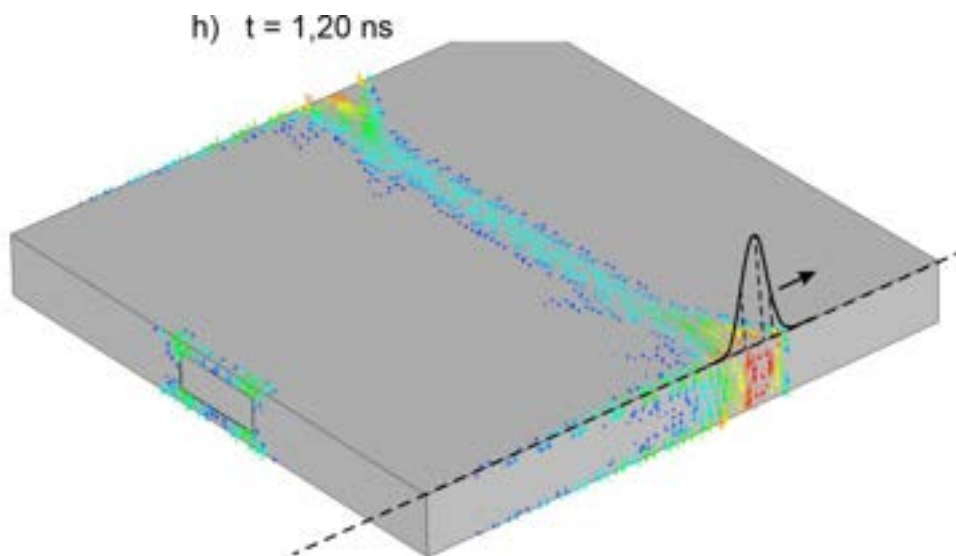


f) $t = 0,514 \text{ ns}$

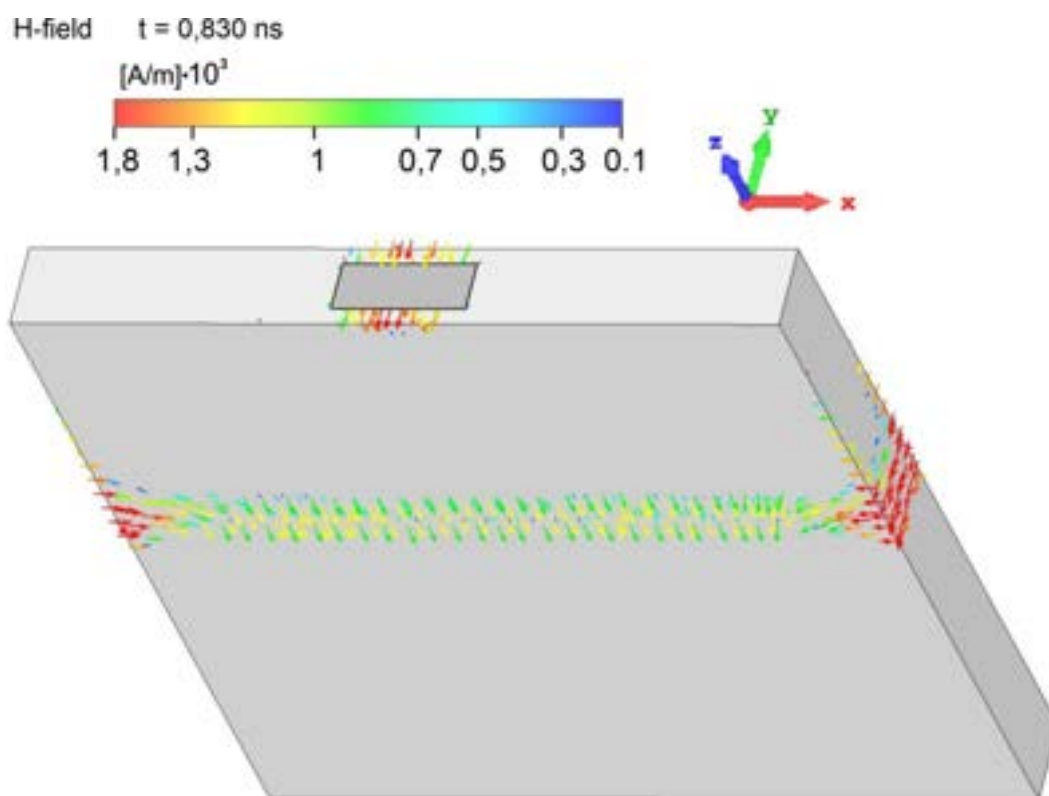


g) $t = 0,830 \text{ ns}$

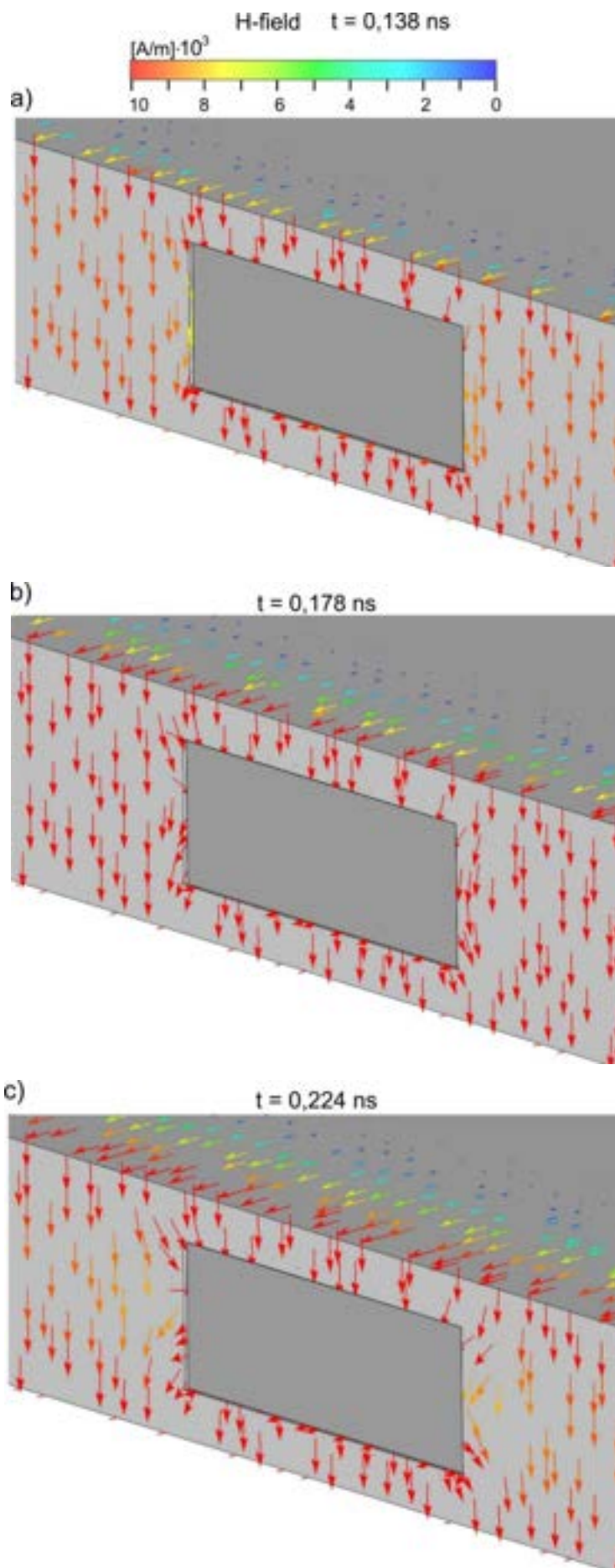


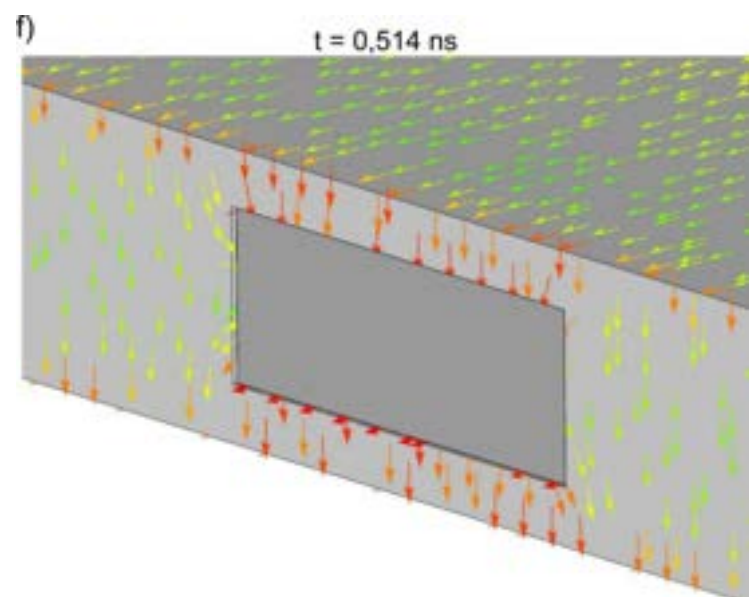
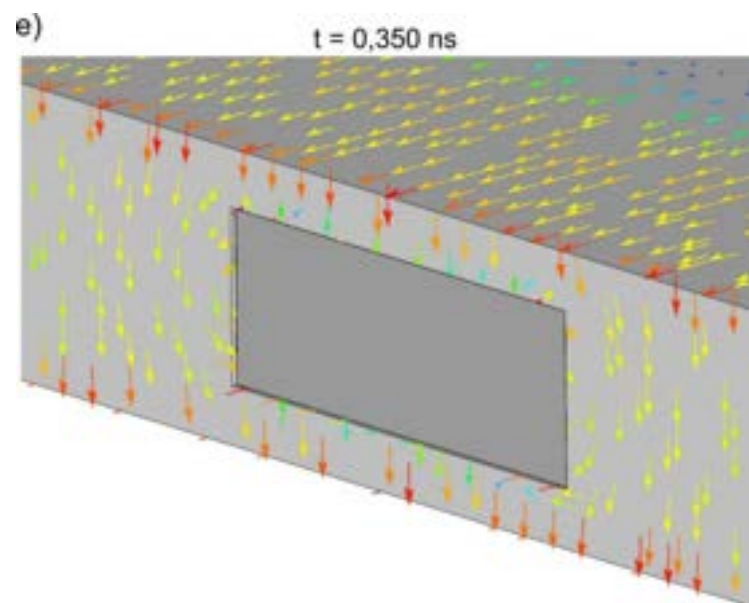
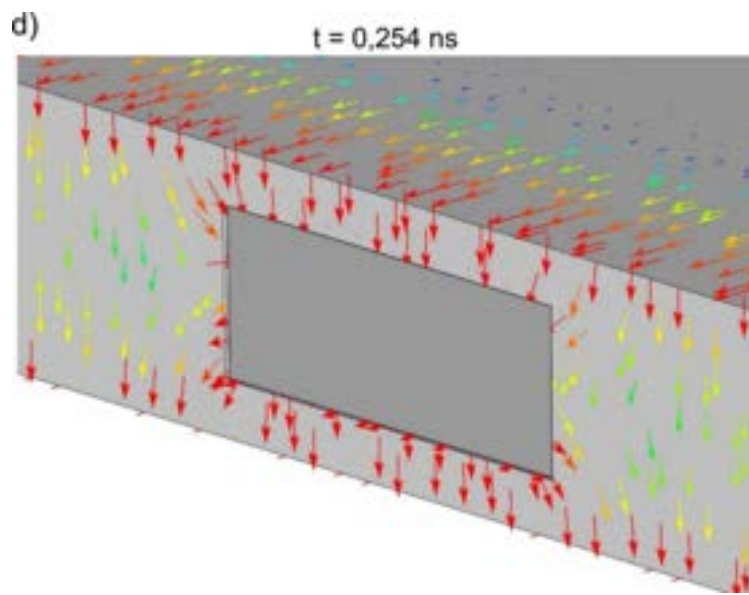


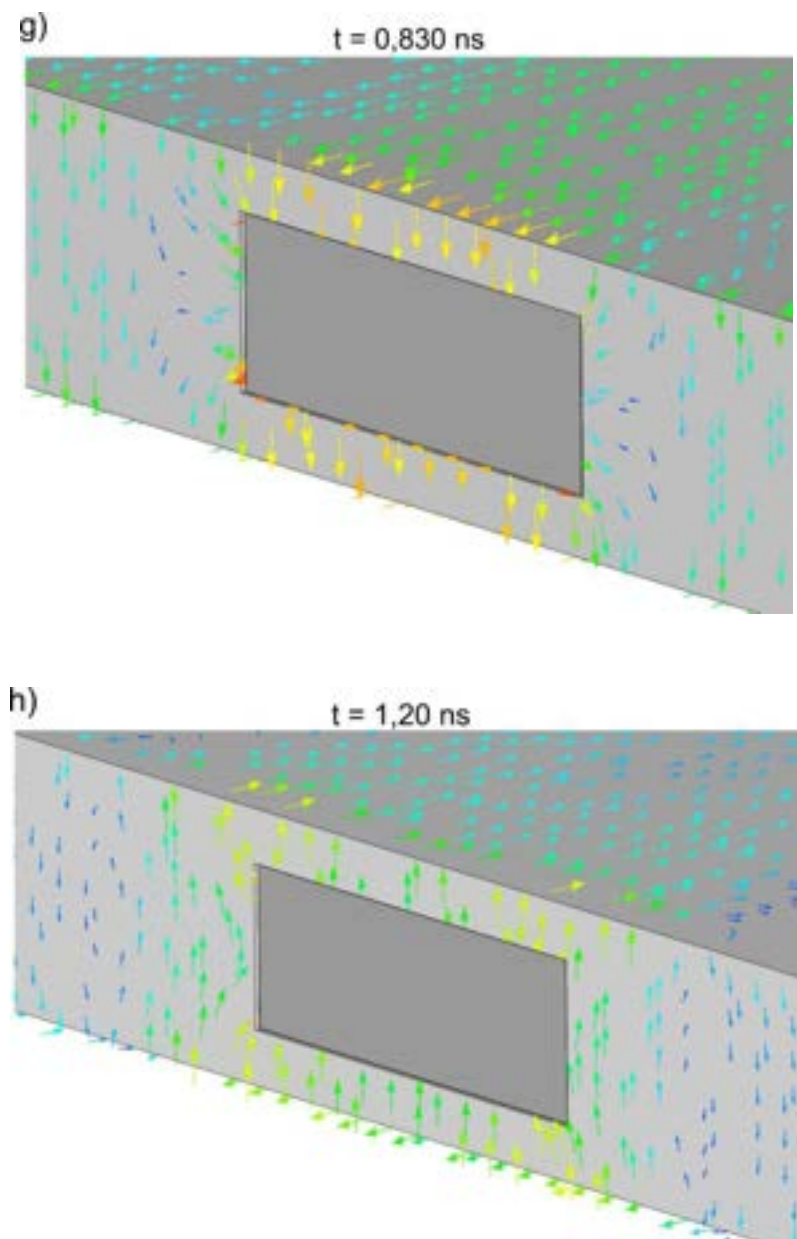
Rys. 38. Polaryzacja równoległa. Rozkłady składowej stycznej natężenia pola magnetycznego na zewnętrznych ścianach obudowy ekranującej dla wybranych czasów. Na rysunkach zaznaczono aktualną pozycję impulsu zaburzającego.



Rys. 39. Polaryzacja równoległa. Rozkład składowej stycznej natężenia pola magnetycznego w chwili $t = 0,830 \text{ ns}$. Widok na zewnętrzną dolną ścianę obudowy ekranującej.







Rys. 40. Polaryzacja równoległa. Rozkłady składowej stycznej natężenia pola magnetycznego przy krawędziach otworu na przedniej ścianie obudowy dla wybranych czasów.

W chwili $t = 0,138$ ns, kiedy połowa maksymalnej amplitudy impulsu zaburzającego mija przednią ścianę obudowy (rys. 38a), wektory pola magnetycznego na przedniej ścianie obudowy skierowane są w kierunku $-y$, zgodnie z kierunkiem wektorów pola magnetycznego w impulsie zaburzającym (jest to zgodne z warunkami granicznymi dla odbicia impulsu elektromagnetycznego od powierzchni metalowej (PEC). Na „ciągłej” powierzchni przedniej ściany obudowy natężenie pola magnetycznego jest jednakowe. Jedynie przy krawędziach dolnej i górnej przedniej ściany obudowy jest ono większe. Istnienie otworu zaburza bieg linii

pola magnetycznego (rys. 40a). Przy dłuższych krawędziach otworu pole magnetyczne jest wyraźnie silniejsze niż na krótszych krawędziach otworu.

W chwili $t = 0,178$ ns (rys. 38b i 38b) pole magnetyczne na przedniej ścianie obudowy osiąga prawie swoje maksymalne wartości (maksimum zachodzi dla czasu $t = 0,1779$ ns, tj., kiedy maksimum impulsu zaburzającego przechodzi przez płaszczyznę przedniej ściany obudowy). Również wzrasta natężenie pola magnetycznego przy otworze. Na ciągłej powierzchni przedniej ściany obudowy wartości natężenia pola magnetycznego osiągają wartości 5200 A/m, natomiast przy dłuższych krawędziach otworu 12000 A/m, czyli dwukrotnie więcej niż maksymalne natężenie pola impulsu zaburzającego.

W przedziale czasu od $t = 0,224$ ns do $t = 0,350$ ns (rys. 38c-38e) styczne pole magnetyczne w formie przesuwanego się pasa gaussowskiego przemieszcza się na prawej (również na lewej) ścianie obudowy w kierunku $-z$, zgodnie z przemieszczającym się w tym kierunku impulsem zaburzającym. Wektory pola magnetycznego w pasie gaussowskim skierowane są w kierunku $-y$, tak jak wektory pola magnetycznego impulsu zaburzającego. W miarę oddalania się impulsu zaburzającego od przedniej ściany obudowy pole magnetyczne na przedniej ścianie obudowy maleje. Należy także wymienić inne zmiany stycznego pola magnetycznego na przedniej ścianie obudowy w przedziale czasowym od $t = 0,224$ ns do $t = 0,350$ ns. Od czasu $t = 0,224$ ns natężenie stycznego pola magnetycznego przy otworze rośnie, osiągając wartości większe niż w innych obszarach ściany. W momencie $t = 0,224$ ns (jak pokazano na rys. 38c), składowa stycznego pola magnetycznego na ciągłej części ściany (poza obszarem przy krawędziach otworu, rys. 40c) ma kierunek $-y$, czyli zgodny z kierunkiem pola magnetycznego impulsu zaburzającego (inaczej mówiąc, istnieje tylko składowa stycznego pola magnetycznego). Natomiast przy krawędziach otworu pojawiają się składowe poziome stycznego pola magnetycznego. Przy górnej krawędzi otworu składowe te skierowane są w kierunku do otworu a przy dolnej - w kierunku od krawędzi otworu. W chwili $t = 0,254$ ns (rys. 38d) natężenie stycznego pola magnetycznego na ciągłej części przedniej ściany obudowy maleje. Kierunki wektorów stycznego pola magnetycznego przy krawędziach otworu nie zmieniają się. W chwili $t = 0,350$ ns (rys. 38e i 40e) styczne pole magnetyczne na ciągłej części przedniej ściany obudowy skierowane jest nadal w kierunku $-y$. Jest ono jednak słabsze niż wcześniej. Również natężenie pola magnetycznego przy bocznych krawędziach przedniej ściany maleje.

Po oddaleniu się impulsu zaburzającego od przedniej ściany obudowy styczne pole magnetyczne na powierzchni obudowy wynika z istnienia wąskiego pasa prądu powierzchniowego w płaszczyźnie impulsu zaburzającego (subpodrozdział 7.3.3). Styczne pole

magnetyczne także przyjmuje postać wąskiego pasa na górnej i dolnej ścianie obudowy. Pas ten przemieszcza się w stronę tylnej ściany obudowy, zgodnie z impulsem zaburzającym. Na dolnej ścianie obudowy istnieje zwierciadlane styczne pole magnetyczne z wektorami pola magnetycznego skierowanymi przeciwnie do kierunku wektorów na górnej ścianie obudowy (rys. 39).

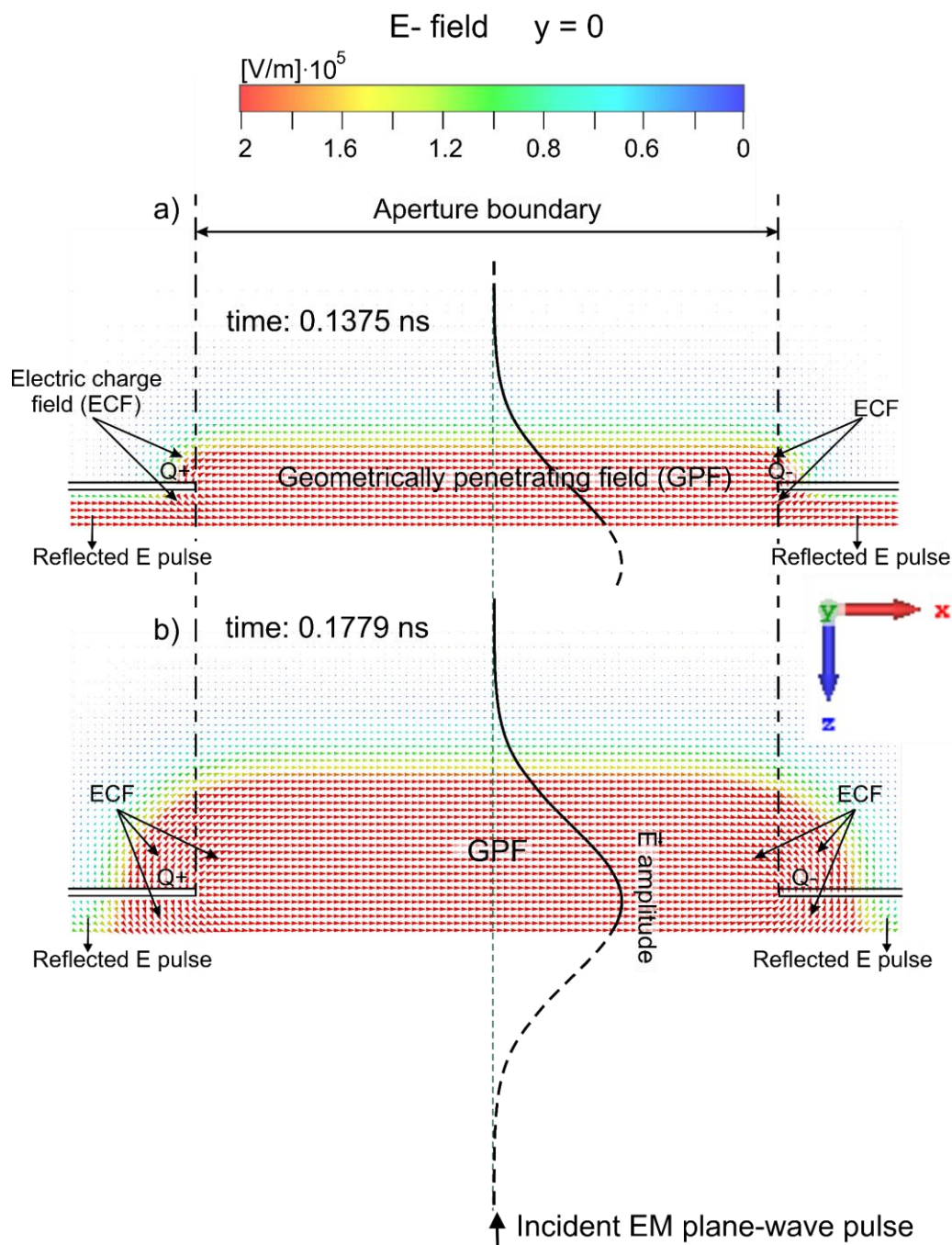
W chwili $t = 0,514$ ns (rys. 38f i 38f) natężenie stycznego pola magnetycznego ma największe wartości na ścianach bocznych obudowy w miejscu aktualnej pozycji pasa gaussowskiego oraz znacznie mniejsze przy dłuższych krawędziach otworu. Na ciągłej części przedniej ściany obudowy pole magnetyczne jest bardzo słabe.

W przedziale czasu od $t = 0,830$ ns do $t = 1,20$ ns (rys. 38g-38h, 39 i 40g-40h) styczne pole magnetyczne istnieje praktycznie tylko w pasie gaussowskim oraz na przedniej ścianie obudowy przy krawędziach otworu. Pole magnetyczne przy otworze jest bardzo małe.

7.4. Model wnikania impulsu elektromagnetycznego o polaryzacji równoległej do wnętrza obudowy z otworem

Aby opracować model procesu wnikania impulsu zaburzającego do wnętrza obudowy należało przeanalizować związek między polami elektrycznym i magnetycznym we wnętrzu i na powierzchniach obudowy oraz ładunkiem i prądem elektrycznym na powierzchniach obudowy. W przypadku impulsu zaburzającego o polaryzacji równoległej proces rozwoju zjawisk elektromagnetycznych we wnętrzu obudowy różni się od wcześniej rozważanego przypadku polaryzacji pionowej.

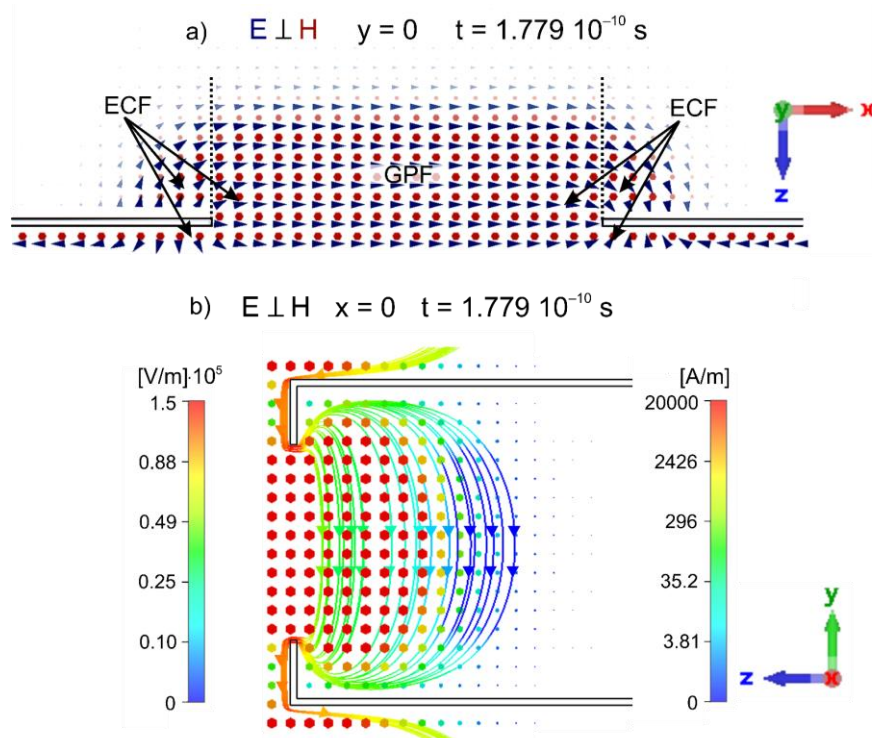
Rys. 41a i 41b przedstawiają mapy wektorowe w płaszczyźnie xz ($y = 0$) we wczesniej fazie ilustrujące wnikanie pola elektrycznego impulsu zaburzającego o polaryzacji równoległej do wnętrza obudowy dla czasów odpowiednio $t = 0,1375$ ns (rys. 41a) i $t = 0,1779$ ns (rys. 41b). Przede wszystkim przez otwór wnika do wnętrza obudowy część impulsu zaburzającego w sposób opisany przez optykę geometryczną (Geometrically Penetrating Field - GPF). Jednocześnie oddziaływanie impulsu zaburzającego powoduje migrację elektronów swobodnych na powierzchniach obudowy i powstanie pary obszarów ładunku dodatniego Q_{i+} i ujemnego Q_{i-} przy krótszych krawędziach otworu. Wytwarzają one pole elektryczne (Electric Charge Field – ECF) przed i wewnątrz obudowy. Wektory natężenia pola elektrycznego ECF skierowane są od ładunku dodatniego Q_{i+} (zgromadzonego przy lewej krawędzi otworu) do ładunku ujemnego Q_{i-} (zgromadzonego przy prawej krawędzi otworu). Pola ECF i GPF nakładają się na pole GPF tworząc złożoną strukturę interferencyjną.



Rys. 41. Polaryzacja równoległa. Wczesna faza wnikania impulsu zaburzającego i rozwój pola elektrycznego we wnętrzu obudowy wokół otworu: a) $t = 0,1375$ ns, b) $t = 0,1779$ ns w płaszczyźnie xz ($y = 0$). GPF – pole wnikające geometrycznie, ECF – pole elektryczne pochodzące od ładunków Q_{1+} i Q_{1-} znajdujących się na zewnętrznej i wewnętrznej powierzchni przedniej ściany obudowy. Skala barw nie odzwierciedla faktycznych wartości amplitudy natężenia pola elektrycznego dla dużych wartości (powyżej wartości $2 \cdot 10^5$ V/m wszystkie wektory są koloru czerwonego). Zaznaczono położenie impulsu zaburzającego względem płaszczyzny przedniej ściany obudowy.

Rys. 42a i 42b ilustrują wczesną fazę wnikania pola elektrycznego i magnetycznego do wnętrza obudowy. Na rys. 42a pokazane są wektorowe pola elektryczne i magnetyczne w płaszczyźnie xz ($y = 0$). Strzałki pokazują wektory natężenia pola elektrycznego a kropki

pokazują wektory pola magnetycznego (prostopadłe do płaszczyzny xz ($y = 0$)). Są one skierowane do czytelnika. Mapy pola elektrycznego i magnetycznego w płaszczyźnie yz ($x = 0$) przedstawione są na rys. 42b. Linie przedstawiają linie sił pola magnetycznego a kropki wektory natężenia pola elektrycznego prostopadłego do płaszczyzny yz ($x = 0$). Są one skierowane do czytelnika. Pole elektryczne we wnętrzu obudowy jest sumą pola GPF wnikającego w sposób opisany przez optykę geometryczną i pola ECF pochodzącego od ładunków elektrycznych zgromadzonych na zewnętrznej i wewnętrznej powierzchni przedniej ściany obudowy w obszarze przy krawędziach otworu. Szerokość wnikającego pola GPF ograniczona jest wymiarami otworu. Rys. 42b ilustruje także, w jaki sposób linie sił pola magnetycznego wnikają przez otwór do wnętrza obudowy.



Rys. 42. Polaryzacja równoległa. Wnikanie pola elektrycznego i magnetycznego do obudowy. Pole elektryczne i magnetyczne w chwili $t = 0,1779$ ns: a) w płaszczyźnie xz ($y = 0$): grotty strzałek oznaczają wektory pola elektrycznego, kropki oznaczają wektory pola magnetycznego (są one prostopadłe do płaszczyzny xz ($y = 0$) i skierowane w głąb rysunku (w kierunku $-y$)), b) w płaszczyźnie yz ($x = 0$): kropki oznaczają wektory pola elektrycznego (są one prostopadłe do płaszczyzny yz ($x = 0$) i skierowane do czytelnika), linie ze strzałkami przedstawiają linie sił pola magnetycznego. Rysunki a) i b) są zostały wykonane na podstawie danych symulacyjnych dotyczących rys. 27Eb i 28Hb.

Rys. 43 jest ilustracją do analizy następnych faz rozwoju struktur interferencyjnych pola elektrycznego i wysp ładunku elektrycznego na wewnętrznych ścianach obudowy.

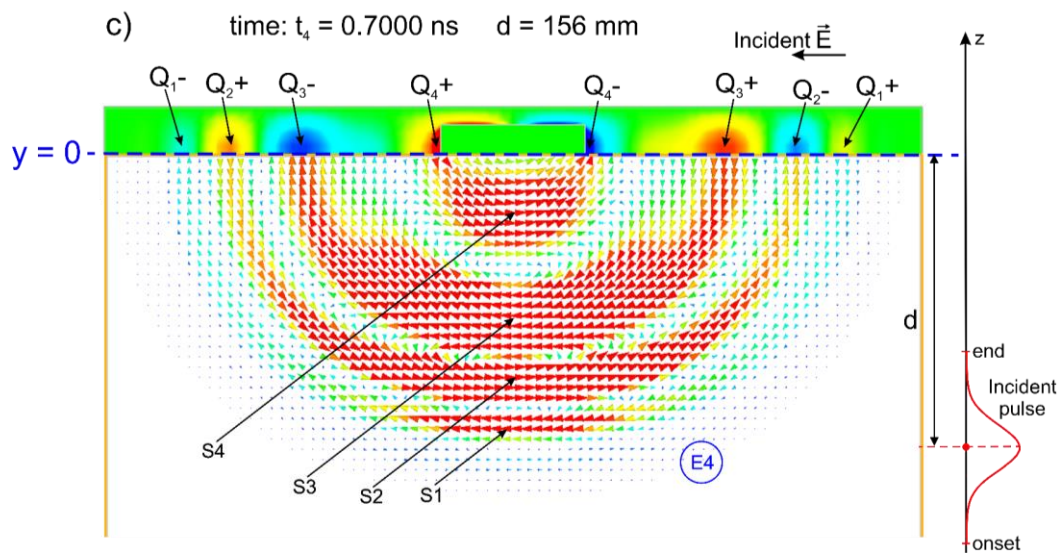
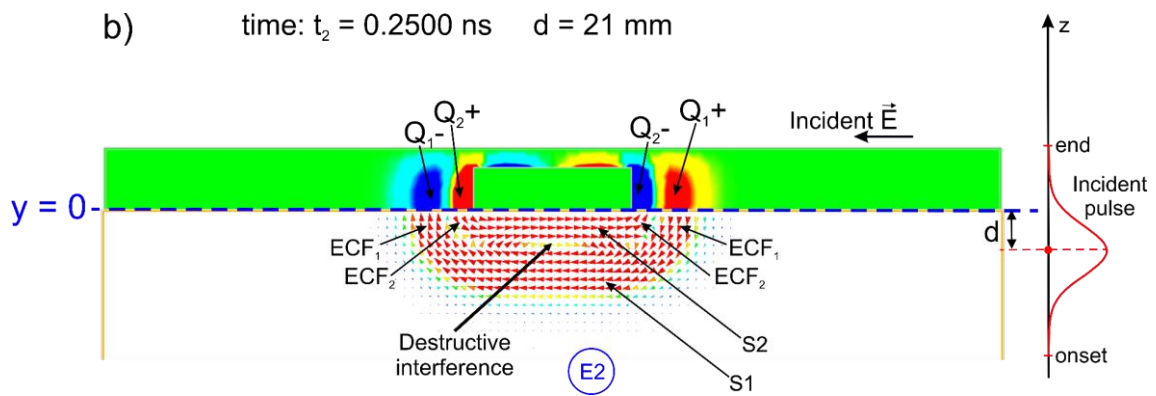
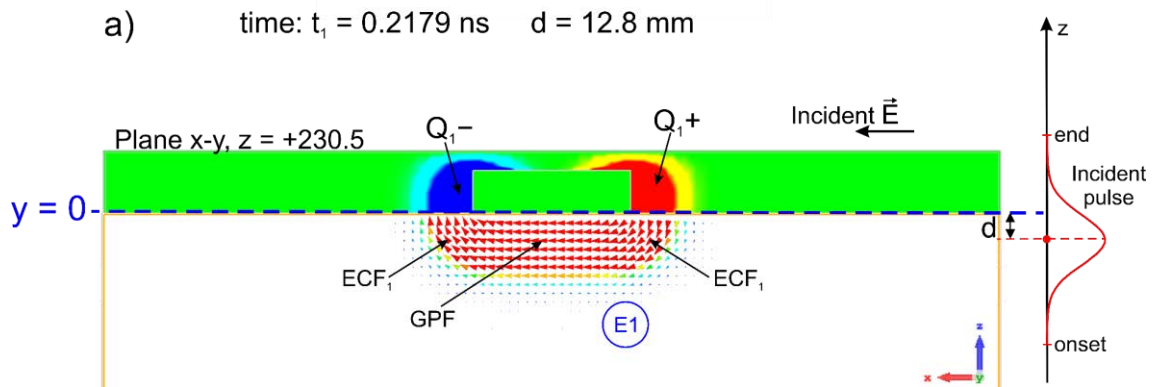
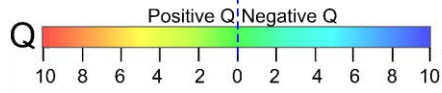
Na rys. 41 zostało wcześniej pokazane, że we wczesnej fazie wnikania impulsu zaburzającego, przy otworze powstaje para wysp komplementarnych ładunków elektrycznych

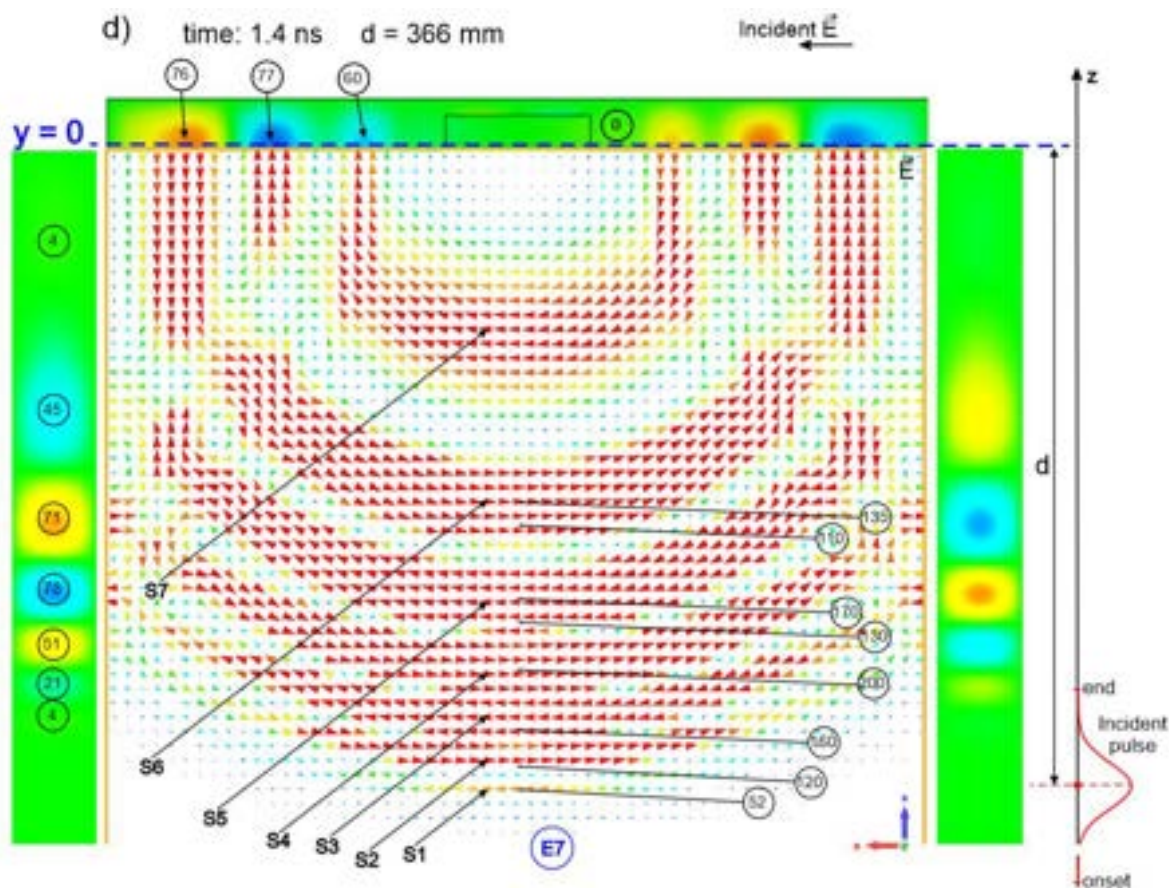
Q_{1+} i Q_{1-} . Jak wynika z rys. 43a ($t_1 = 0,2179$ ns) para ta wytwarza pole elektryczne ECF_1 wewnątrz obudowy. Pole elektryczne ECF_1 interferuje konstruktywnie z polem wnikającym geometrycznie GPF, powodując powstanie struktury pola elektrycznego E1, składającej się z jednej substruktury S1.

Dalsze przemieszczanie się impulsu zaburzającego w kierunku tyłu obudowy skutkuje odłączeniem się od krawędzi otworu pary wysp Q_{1+} i Q_{1-} oraz powstaniem następnej pary wysp komplementarnych ładunków elektrycznych Q_{2+} i Q_{2-} (rys. 43b, $t_2 = 0,2500$ ns). Powstaje wówczas struktura E2. Jest ona wynikiem destrukcyjnej interferencji pola GPF(t_2) oraz pól $ECF_1(t_2)$ (pochodzącego od pary wysp ładunków (Q_{1+} , Q_{1-})) i $ECF_2(t_2)$ (pochodzącego od pary wysp ładunków (Q_{2+} , Q_{2-})). Przyczyną destrukcyjnej interferencji jest fakt, że pole elektryczne ECF_2 jest skierowane przeciwnie niż pola GPF i ECF_1 . Miejsce w strukturze E2, w którym wyraźnie widać skutki interferencji destrukcyjnej zaznaczono pogrubioną strzałką na rys. 43b. Ostatecznie w strukturze E2 można wyróżnić dwie substruktury S1 i S2 o przeciwnie skierowanych polach elektrycznych.

Z upływem czasu wyspy ładunków Q_{1-} i Q_{2+} przemieszczają się po wewnętrznej powierzchni przedniej ściany obudowy w kierunku prawego boku obudowy, podczas gdy ich partnerzy, czyli wyspy ładunków Q_{1+} i Q_{2-} przemieszczają się w kierunku lewego boku obudowy (rys. 43c, $t = 0,700$ ns). Razem z nimi w kierunku ścian bocznych przemieszczają się nowopowstałe wyspy ładunków Q_{3+} i Q_{3-} . W chwili $t = 0,7000$ ns (rys. 43c) przy krawędzi otworu istnieje jeszcze para wysp ładunków Q_{4+} i Q_{4-} . Wszystkie te pary wytwarzają pola elektryczne, które interferując ze sobą tworzą strukturę E4, składającą się z 4 substruktur S1, S2, S3 i S4. Pola elektryczne sąsiadujących ze sobą struktur są skierowane przeciwnie.

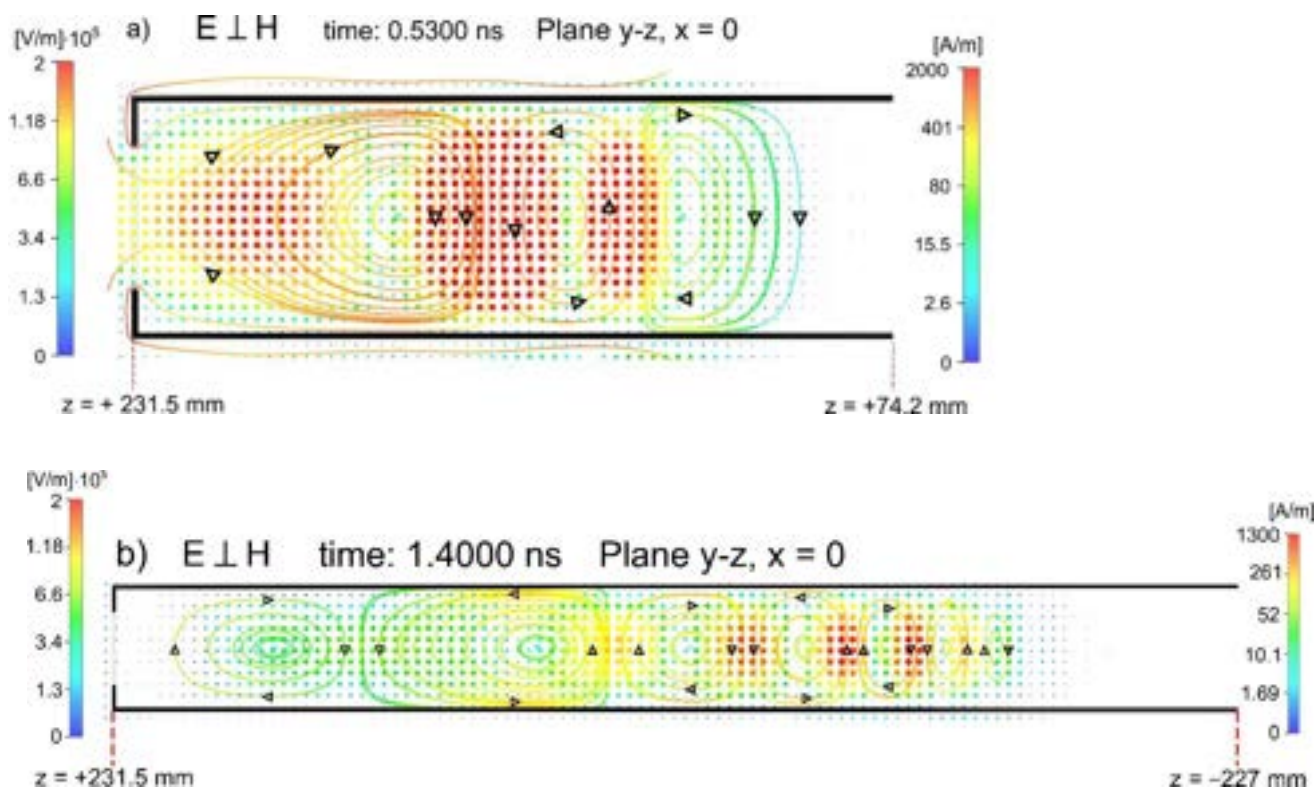
Z biegiem czasu przy krótszych krawędziach otworu powstają nowe pary wysp komplementarnych ładunków elektrycznych, które następnie odłączają się od krawędzi otworu i przemieszczają się po wewnętrznej powierzchni przedniej ściany obudowy w kierunku ścian bocznych. Jednocześnie z nowymi parami wysp komplementarnych ładunków elektrycznych przemieszczają się w tym samym kierunku „stare” wyspy ładunków. Wszystkie te pary wytwarzają we wnętrzu obudowy pola elektryczne, które interferując ze sobą tworzą skomplikowane geometrycznie struktury polowe. Np. w chwili $t = 1,4$ ns (rys. 43d) istnieje silnie rozbudowana struktura pola elektrycznego E7. Struktura E7 składa się z siedmiu substruktur S1-S7 będących wynikiem interferencji. Z dalszym biegiem czasu następne struktury pola wewnątrz obudowy stają się jeszcze bardziej skomplikowane.





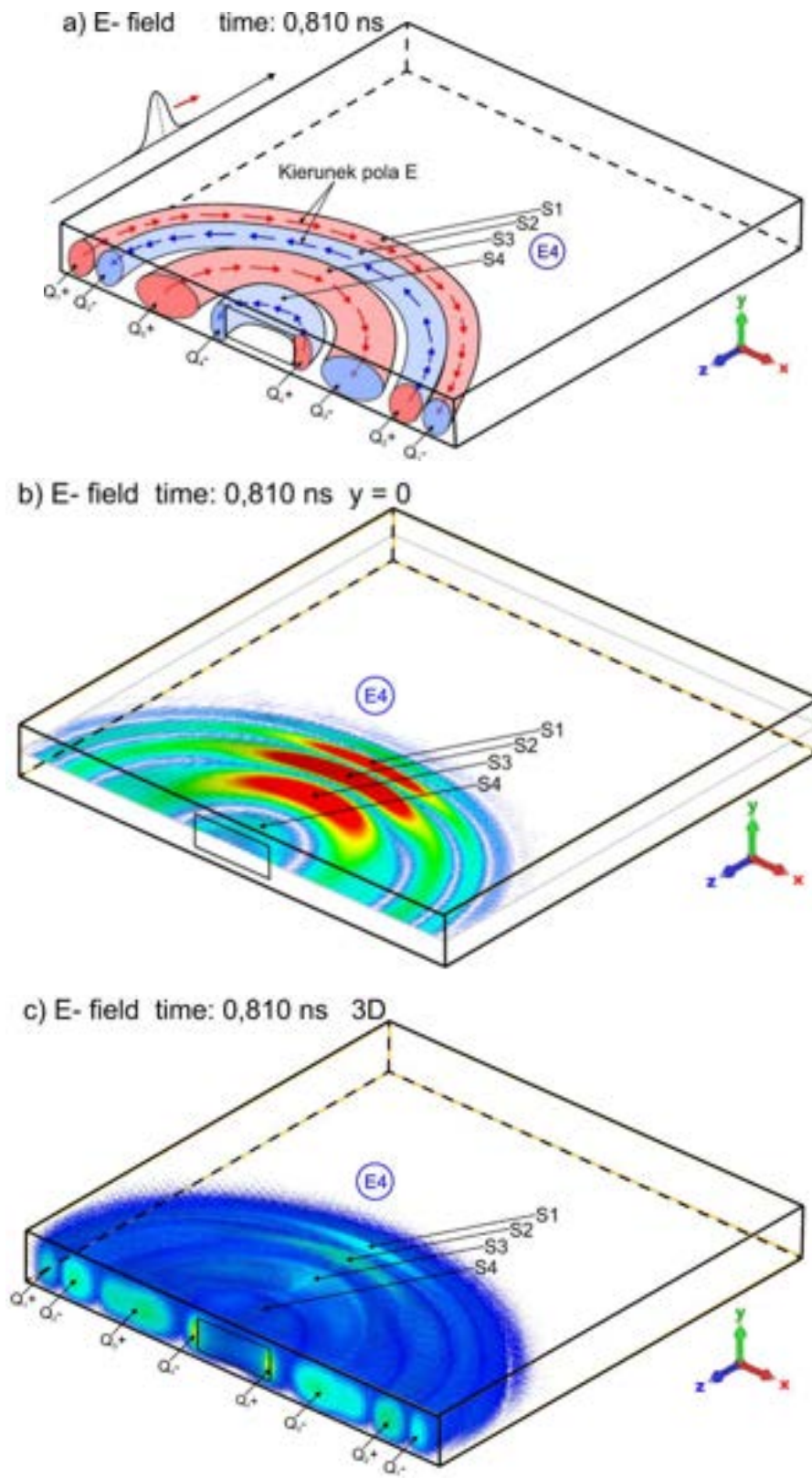
Rys. 43. Polaryzacja równoległa. Ilustracja rozwoju ładunku elektrycznego na wewnętrznych ścianach obudowy i natężenia pola elektrycznego w płaszczyźnie xz dla $y = 0$. E1, E2, E4 i E7 – struktury pola elektrycznego dla czasów $t_1 = 0$, $t_2 = 2500$ ns, $t_4 = 0,7000$ ns i $t_7 = 1,4$ ns. d – odległość między maksimum amplitudy impulsu zaburzającego i wewnętrzną powierzchnią przedniej ściany obudowy. Pogrubiona strzałka na rys. 43b wskazuje miejsce na strukturze E2 gdzie zachodzi interferencja destrukcyjna. S1, S2, S3, S4, S5, S6, S7 – substruktury pola elektrycznego tworzące strukturę E7.

Rys. 44 ilustruje rozwinięte struktury interferencyjne pola elektrycznego i magnetycznego w płaszczyźnie yz ($x = 0$) dla czasów $t = 0,530$ ns (rys. 44a) i $t = 1,40$ ns (rys. 44b). W obu przypadkach impuls zaburzający całkowicie minął już płaszczyznę ściany przedniej z otworem. W momencie $t = 0,5300$ ns pole elektryczne we wnętrzu obudowy składa się z 3 substruktur (patrz rys. 43). W chwili $t = 1,4000$ ns, gdy impuls zaburzający wniknął stosunkowo głęboko do wnętrza obudowy istnieje 8 substruktur pola elektrycznego. Każdej takiej substrukturze towarzyszą zamknięte pętle linii sił pola magnetycznego.



Rys. 44. Polaryzacja równoległa. Rozwój pola elektrycznego i magnetycznego w płaszczyźnie yz ($x = 0$) dla czasów: $t = 0,5300$ ns (rys. a) i $t = 1,4000$ ns (rys. b). Kropki oznaczają wektory pola elektrycznego, które są prostopadłe do płaszczyzny yz dla $x = 0$ i skierowane do czytelnika; linie ze strzałkami przedstawiają linie sił pola magnetycznego.

Z przedstawionych powyżej badań wynika następujący model wnikania subnanosekundowego impulsu EM o polaryzacji równoległej do wnętrza obudowy z otworem. Ilustracją do opisu tego modelu jest rys. 45a ($t = 0,810$ ns). Przedstawia on autorską trójwymiarową wizualizację wnikania pola elektrycznego do wnętrza obudowy. Pole elektryczne wnika do wnętrza obudowy jako struktury falowe w postaci u-kształtnych walców, których podstawami są pary wysp komplementarnych ładunków elektrycznych (Q_{1+}, Q_{1-}), (Q_{2+}, Q_{2-}), (Q_{3+}, Q_{3-}) i (Q_{4+}, Q_{4-}) ułożone na wewnętrznej przedniej ścianie obudowy. Odpowiednikami trójwymiarowych u-kształtnych walców z parami wysp komplementarnych ładunków elektrycznych są dwuwymiarowe substruktury S1-S4 opisane powyżej (rys. 43c). Wektory natężenia pola elektrycznego w poszczególnych u-kształtnych strukturach falowych skierowane są od dodatniej wyspy ładunku do ujemnej wyspy. Rozkład natężenia pola elektrycznego w strukturach falowych zmienia się radialnie i osiowo. Największe wartości natężenia pola elektrycznego zlokalizowane są w pobliżu osi u-kształtnych walców. Natężenie pola zmniejsza się wzdłuż osi oraz w kierunku do ich podstaw.



Rys. 45. Polaryzacja równoległa. Rozkłady natężenia pola elektrycznego wewnątrz obudowy w chwili $t = 0,810$ ns: a) autorski trójwymiarowy rysunek objaśniający wnikanie pola elektrycznego do wnętrza obudowy, b) – dwuwymiarowy rozkład natężenia pola elektrycznego w płaszczyźnie xz ($y = 0$) z podrozdziału 7.1, rys. 28, c) trójwymiarowy rozkład natężenia pola elektrycznego we wnętrzu obudowy z podrozdziału 7.1, rys. 27. S1, S2, S3, S4 – substruktury pola elektrycznego będące częścią struktury E4 (patrz rys. 43c).

Proponowany model jest zgodny z wynikami 3D i 2D wizualizacji pola elektrycznego przedstawionego w podrozdziale 7.1. Dowodem na to są rys. 45b i 45c, wykonane na podstawie rys. 27Eg i 28Eg z podrozdziału 7.1. Rys. 45b przedstawia dwuwymiarowy rozkład natężenia pola elektrycznego w płaszczyźnie xz dla $y = 0$. Natomiast rys. 45c przedstawia trójwymiarowy rozkład pola elektrycznego we wnętrzu obudowy.

8. Własne badania symulacyjne - testowa wizualizacja 3D i 2D rozwoju pola EM wewnątrz obudowy ekranującej z perforacją technologiczną dla polaryzacji skręconej padającej płaskiej fali EM

Zgodnie z rozważaniami na temat polaryzacji impulsu zaburzającego przedstawionymi w rozdziale 4 badania procesu wnikania impulsu zaburzającego do wnętrza obudowy przeprowadzono w rozdziale 6 dla polaryzacji pionowej i w rozdziale 7 dla polaryzacji równoległej. Wybór ten został uzasadniony tym, że bardziej skomplikowany przypadek polaryzacji skręconej może zostać przeanalizowany jako liniowa kombinacja polaryzacji pionowej i równoległej.

Jednak w niniejszym rozdziale opisane są wyniki własnych testowych badań symulacyjnych procesu wnikania do wnętrza obudowy impulsu zaburzającego o polaryzacji skręconej. Celem tych badań było sprawdzenie jak środowisko symulacyjne CST Studio „poradzi” sobie z tym przypadkiem pod względem obliczeniowym oraz w jakim stopniu otrzymane wyniki będą przydatne pod względem merytorycznym.

Rozważany w tym podrozdziale przypadek polaryzacji skręconej uproszczono w taki sposób, że wektor natężenia pola elektrycznego normalnie padającej fali płaskiej jest skierowany pod kątem 45° względem płaszczyzny dolnej ściany obudowy (lub względem osi x).

Rys. 46 przedstawia trójwymiarowe obrazy czasowego i przestrzennego rozwoju pola elektrycznego i magnetycznego wewnątrz niewysokiej metalowej obudowy ekranującej z otworem dla kilku wybranych czasów w fazie falowej dla przypadku impulsu zaburzającego o polaryzacji skręconej. Lewa kolumna na rys. 46 przedstawia rozkłady przestrzenne modułów natężenia pola elektrycznego, natomiast prawa kolumna - pola magnetycznego. Pozycja impulsu zaburzającego w danym czasie zaznaczona jest na górnej ścianie obudowy.

Rozwój pola EM wewnątrz obudowy można podzielić, analogicznie jak w przypadku polaryzacji pionowej i równoległej na dwie fazy: falową i interferencyjną.

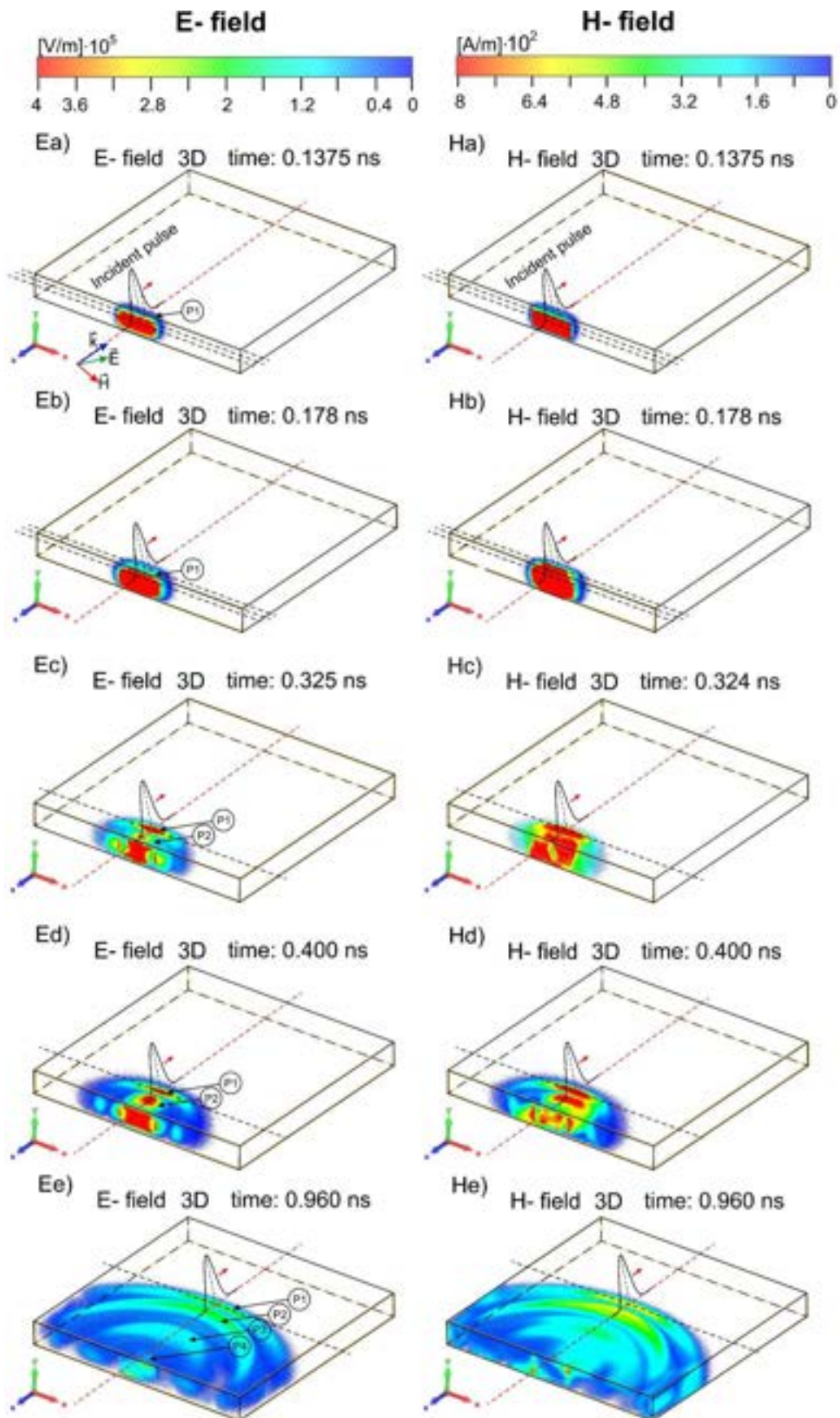
Rys. 46Ea i 46Eb przedstawiają inicjację pola elektrycznego we wnętrzu obudowy na początku fazy falowej, w czasie od $t = 0,1375$ ns do $t = 0,178$ ns, czyli w momencie, kiedy połowa maksymalnej amplitudy impulsu zaburzającego znajduje się w płaszczyźnie przedniej ściany obudowy. Impuls zaburzający wnikający do wnętrza obudowy inicjuje w jej wnętrzu powstawanie przestrzennej struktury elektrycznej nazwanej, analogicznie jak w przypadku

polaryzacji pionowej i równoległej (podrozdziały 6.1 i 7.1) pierwszą falą pierwotną, oznaczoną jako P1.

W przedziale czasu od $t = 0,325$ ns do $t = 0,400$ ns (rys. 46Ec i 46Ed), kiedy impuls zaburzający całkowicie minął już przednią ścianę obudowy we wnętrzu obudowy funkcjonuje całkowicie rozwinięta pierwsza fala pierwotna P1 i rozwija się druga fala pierwotna P2.

Z upływem czasu formują się kolejne fale pierwotne. W czasie $t = 0,960$ ns (rys. 46Ee) we wnętrzu obudowy rozwijają się kolejne dwie wyraźnie słabsze fale pierwotne. Fale te nazwano kolejno trzecią (P3) i czwartą (P4) falą pierwotną. Z czasem kolejne fale pierwotne odrywają się od krawędzi otworu i przemieszczają się od przedniej ściany obudowy w stronę tylnej ściany obudowy. Powstające fale pierwotne różnią się kształtem przestrzennym od kształtu fal powstających w przypadku polaryzacji pionowej (fale o kształcie niepełnych pierścieni o przekroju podłużnym podobnym do sierpa Księżyca, podrozdział 6.1) i kształtu fal powstających w przypadku polaryzacji równoległej (fale o geometrii u-kształtnego walca, podrozdział 7.1). Morfologia fal pierwotnych w przypadku polaryzacji skręconej posiada cechy zarówno polaryzacji pionowej jak i polaryzacji równoległej. W przypadku polaryzacji skręconej fale pierwotne mają kształt u-kształtnych struktur o skomplikowanym, niejednorodnym przestrzennym rozkładzie natężenia pola elektrycznego i magnetycznego.

Z opisanym powyżej polem elektrycznym sprzężone jest pole magnetyczne (rys. 46Ha-46He). Rozwój pola magnetycznego w obudowie odbywa się podobnie do rozwoju pola elektrycznego i wiele cech opisujących pole elektryczne można odnieść również do opisu związanego z rozwojem pola magnetycznego.



Rys. 46. Polaryzacja skrzyżowana. Rozwój 3D pól elektrycznego (lewa kolumna) i magnetycznego (prawa kolumna) w obudowie z otworem dla przypadku polaryzacji skrzyżowanej.

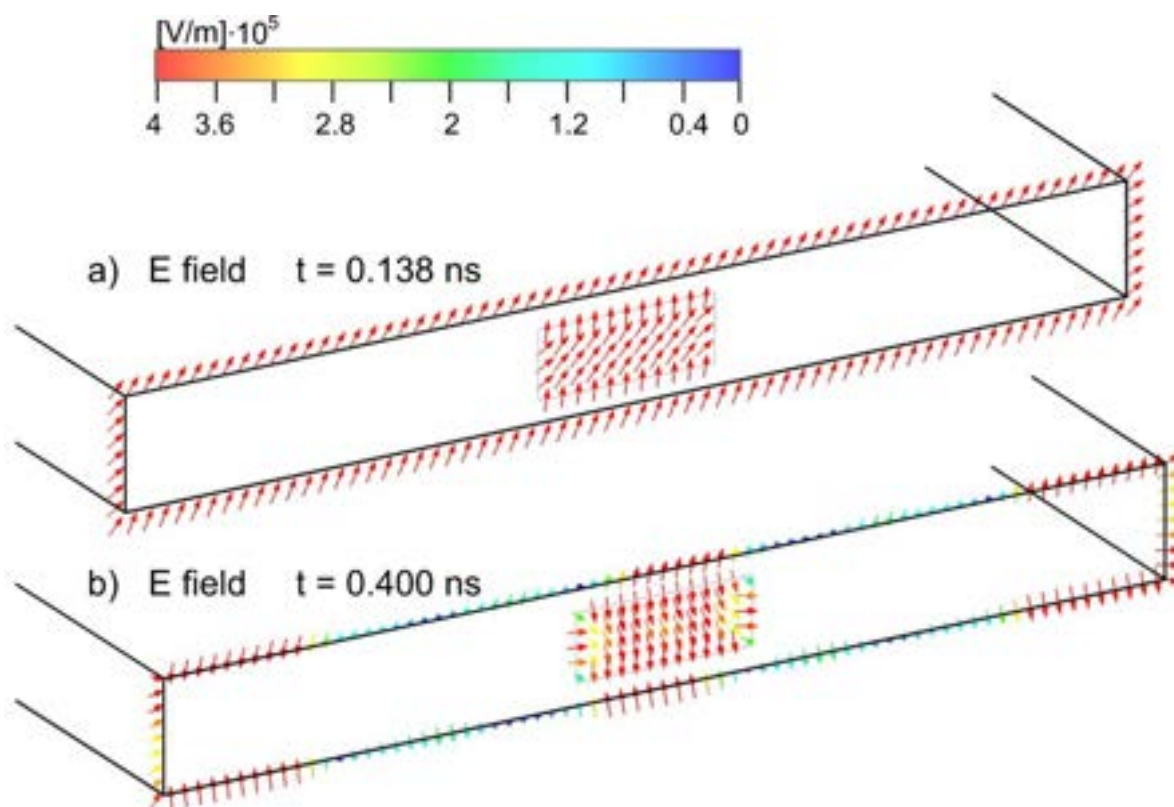
Rys. 47 i 48 przedstawiają rozkłady modułu natężenia pola elektrycznego dla wybranych czasów, odpowiednio w płaszczyźnie przedniej ściany obudowy ($z = 231$ mm) i w płaszczyźnie $y = 0$ dzielącej obudowę na połowę górną i dolną.

Rys. 47a i 48a ilustrują inicjację pola elektrycznego w chwili $t = 0,138$ ns, czyli w momencie, kiedy połowa maksymalnej amplitudy impulsu zaburzającego mija przednią ścianę obudowy. Kierunek wektorów natężenia pola elektrycznego wokół obudowy jest zgodny z kierunkiem wektorów w impulsie zaburzającym o polaryzacji skręconej. Natomiast kierunek wektorów natężenia pola elektrycznego w otworze są różne.

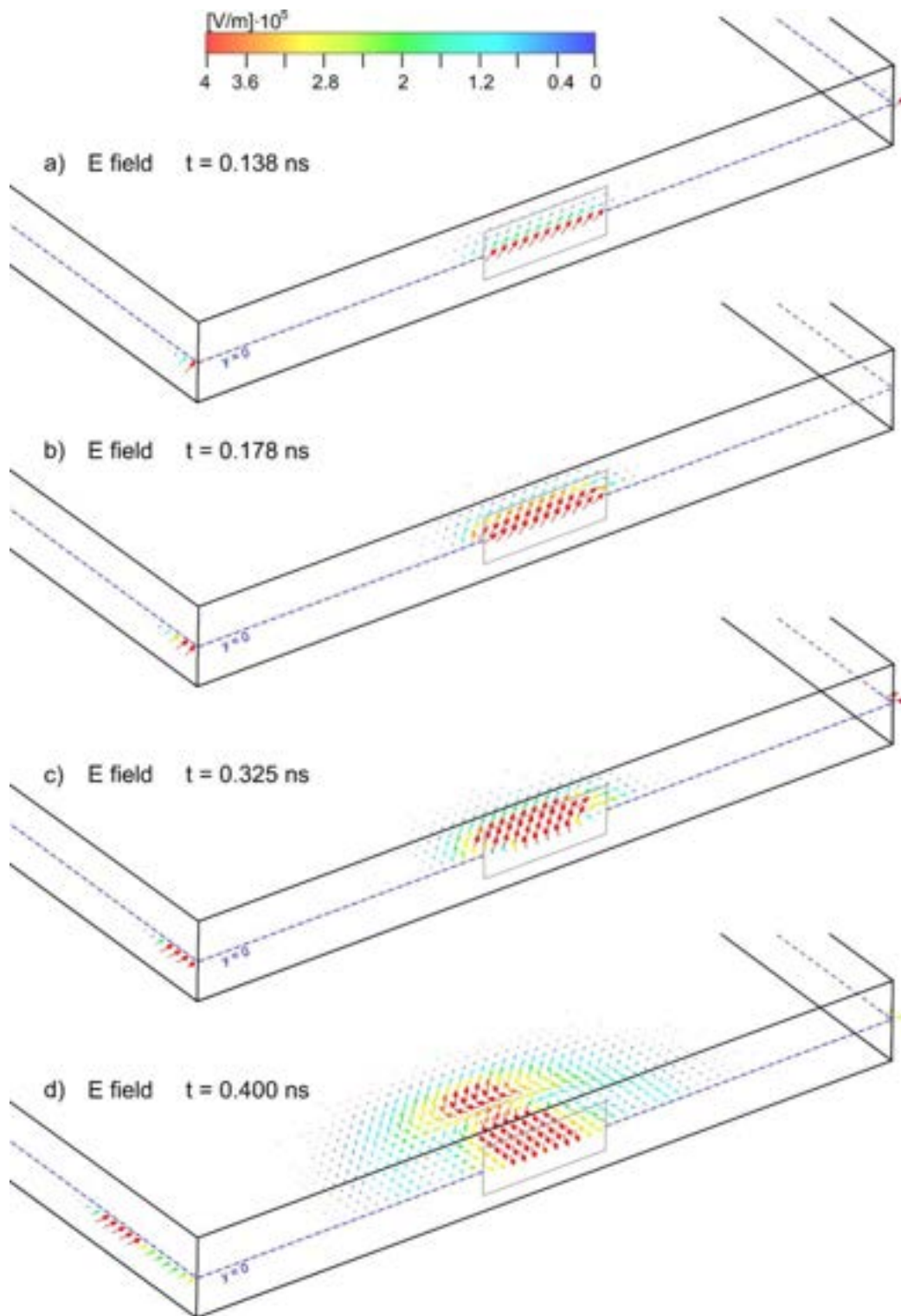
W przedziale czasu od $t = 0,178$ ns do $t = 0,325$ ns (rys. 48b-48c) pole elektryczne wnikające do wnętrza obudowy tworzy skomplikowaną strukturę elektryczną, która porusza się w głąb obudowy.

W czasie $t = 0,400$ ns (rys. 47b i 48d), kiedy impuls zaburzający całkowicie minął już przednią ścianę obudowy rozkład pola elektrycznego w otworze jest niejednorodny. Wektory natężenia pola elektrycznego zarówno w płaszczyźnie przedniej ściany obudowy jak i w płaszczyźnie $y = 0$ mają różne kierunki. Z otrzymanych map wektorowych wynika, że nie da się jednoznacznie określić polaryzacji rozwijających się fal pierwotnych. Powstające struktury o geometrii u-kształtnych fal elektrycznych mają niejednorodny rozkład pola elektrycznego. Największe wartości modułu natężenia pola elektrycznego zlokalizowane są na środku poszczególnych fal i stopniowo maleją zarówno w kierunku frontu i tyłu poszczególnych fal, jak i w stronę ich bocznych skrzydeł.

Rozważany przykład impulsu zaburzającego o polaryzacji skręconej jest skomplikowanym przypadkiem, w którym powstające struktury pola elektrycznego (również magnetycznego) mają złożoną strukturę. Na rys. 46, 47 i 48 widać, że powstające złożone struktury pola elektrycznego tworzą w fazie falowej fale pierwotne różniące się kształtem od fal pierwotnych powstających w przypadku polaryzacji pionowej i równoległej. Złożoność zachodzących zjawisk fizycznych podczas wnikania impulsu zaburzającego o polaryzacji skręconej do wnętrza obudowy uniemożliwia dokładniejszą analizę tego procesu.



Rys. 47. Polaryzacja skręcona. Rozkład natężenia pola elektrycznego w płaszczyźnie przedniej ściany obudowy ($z = 231 \text{ mm}$).



Rys. 48. Polaryzacja skrócona. Mapy wektorowe rozwoju pola elektrycznego w płaszczyźnie xz ($y = 0$) dla kilku wybranych czasów. W chwili $t = 0$ początek impulsu zaburzającego przechodzi przez przednią ścianę obudowy: a) $t = 0,138$ ns (pierwsza połowa maksymalnej amplitudy impulsu zaburzającego dotyka przedniej ściany obudowy); b) $t = 0,178$ ns (maksymalna amplituda impulsu zaburzającego przechodzi przez przednią ścianę obudowy); c) $t = 0,325$ ns (impuls zaburzający minął przednią ścianę obudowy); e) $t = 0,400$ ns - impuls zaburzający oddala się od przedniej ściany obudowy.

Przedstawione w tym rozdziale wyniki własnych, testowych badań symulacyjnych dla przypadku impulsu zaburzającego z tzw. polaryzacją skręconą okazały się trudne do zinterpretowania i mało przydatne merytorycznie. Z tego względu odstąpiono od bardziej szczegółowych badań tego przypadku. Należy jednak pamiętać, że ten skomplikowany przypadek polaryzacji skręconej może być analizowany jako liniowa kombinacja polaryzacji pionowej i równoległej, które zostały opisane odpowiednio w rozdziałach 6 i 7.

9. Własne badania symulacyjne - skuteczność ekranowania wnętrza obudowy z perforacją technologiczną⁴

Zastosowane w tej rozprawie procedury symulacyjne w dziedzinie czasu do badań czasowo-przestrzennych rozkładów pola EM we wnętrzu obudowy z otworem (rozdziały 6 i 7) po napromieniowaniu obudowy subnanosekundowym impulsem zaburzającym okazały się także efektywne w badaniach skuteczności ekranowania (SE) wnętrza tej obudowy wg definicji opisanych w subpodrozdziale 1.1.4. Procedury te zastosowano do badań skuteczności ekranowania wnętrza obudowy w dziedzinie czasu dla dwóch przypadków: lokalnie dla wybranego punktu (lub punktów) wewnątrz obudowy w postaci lokalnych charakterystyk czasowych SE i globalnie w postaci dwuwymiarowych map SE w wybranych przekrojach wnętrza obudowy dla wybranego czasu.

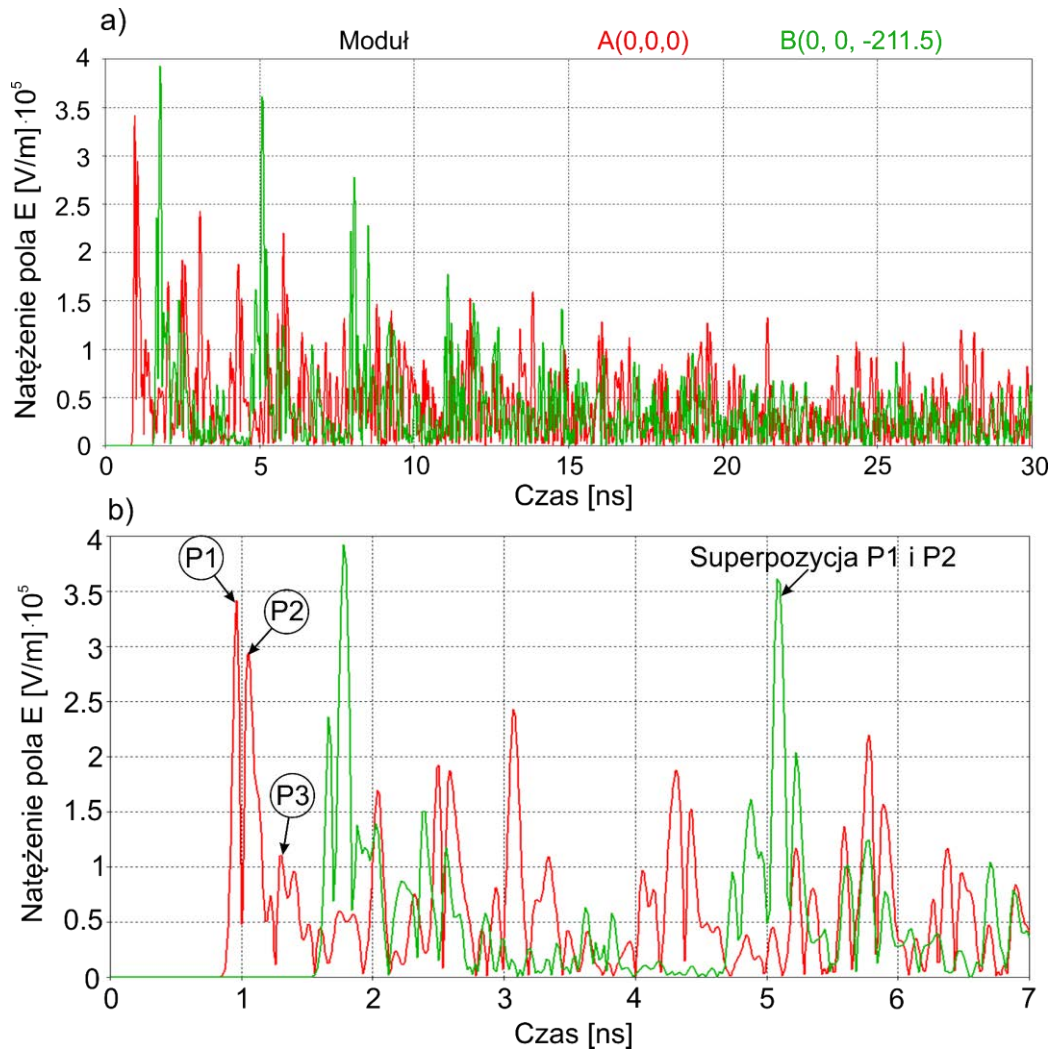
9.1. Charakterystyki czasowe natężenia pola elektrycznego i magnetycznego w wybranych punktach wnętrza obudowy dla polaryzacji pionowej i poziomej – elektromagnetyczne impulsy wewnętrzne

Przedmiotem tego podrozdziału są badania i analiza czasowych zależności natężenia pola elektrycznego i magnetycznego dla wybranego punktu (lub punktów) we wnętrzu obudowy dla obu polaryzacji impulsu zaburzającego, pionowej i równoległej. Zgodnie z definicjami (4)-(6) opisanymi w subpodrozdziale 1.1.4 wyniki takich badań są niezbędne do wyznaczenia lokalnej skuteczności ekranowania w wybranym punkcie (lub punktach) wnętrza obudowy. Do badań wybrano dwa charakterystyczne punkty wewnątrz obudowy (punkty A i B (rys. 2)). Punkt A (0, 0, 0) znajduje się w geometrycznym środku obudowy. Jest on w literaturze przedmiotu najczęściej wybieranym punktem do wyznaczania jakości lokalnej skuteczności ekranowania we wnętrzu obudowy. Punkt B (0; 0; -211,5) na osi z, przy tylnej ścianie obudowy charakteryzuje się tym, że właśnie w tym punkcie ma miejsce najwięcej lokalnych konstruktywnych interferencji pola EM w pierwszej fazie oddziaływania impulsu zaburzającego z obudową (podrozdziały 6.1 i 7.1).

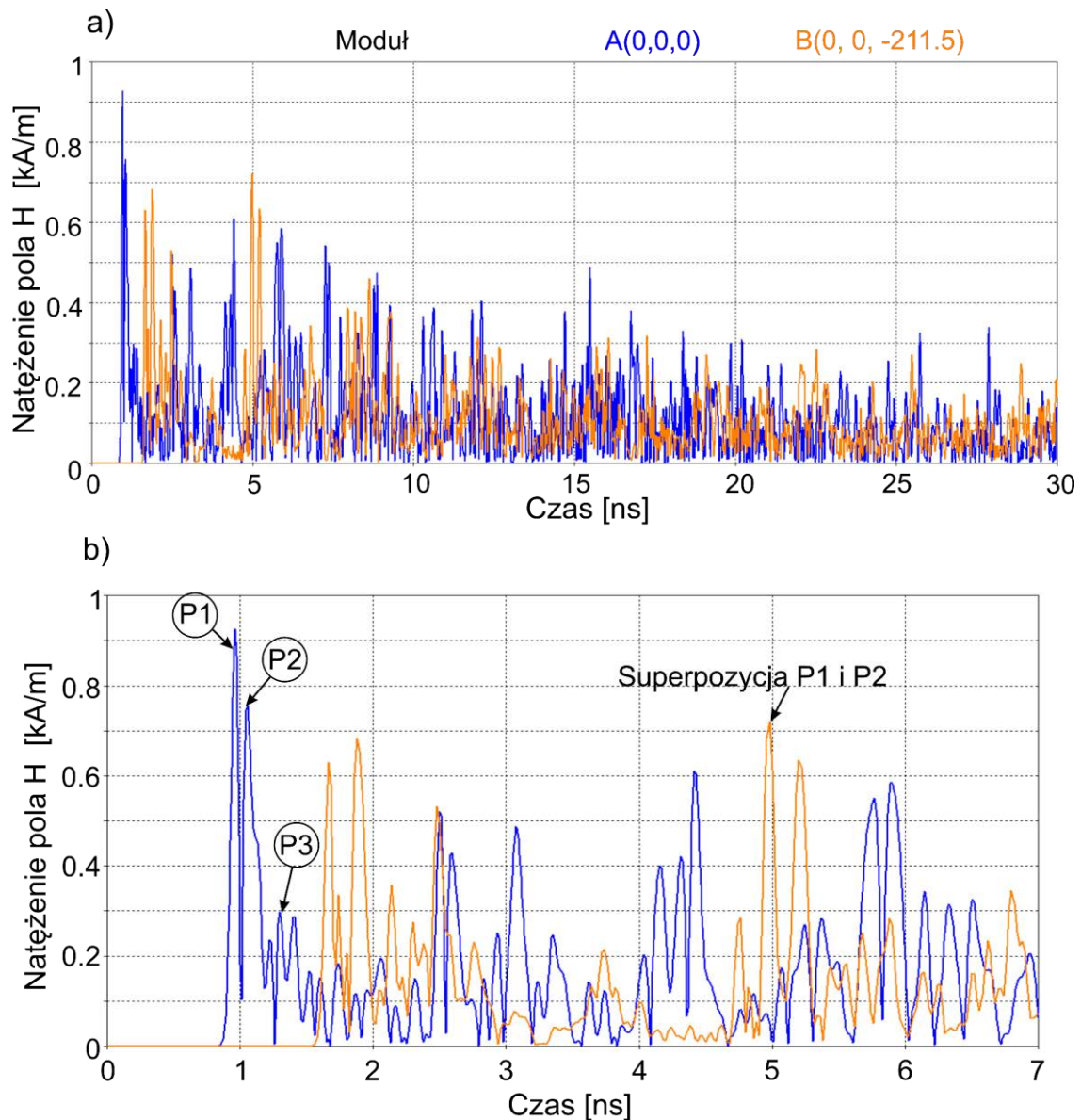
⁴ Budnarowska, M., Mizeraczyk, J., Determination of shielding effectiveness of a subnanosecond high-power EM interference by an enclosure with aperture using time domain approach, *Energies*, 16(4), s. 1-19, 2023

Wynikiem wykonanych w ramach niniejszego podrozdziału symulacji w dziedzinie czasu są zależności czasowe modułów pola elektrycznego i magnetycznego w wybranych punktach A i B wewnątrz obudowy dla obu polaryzacji impulsu zaburzającego. Przedstawione są one na rys. 49-54. Dla jasności, podobnie jak w rozdziałach wcześniejszych, w zależnościach czasowych prezentowanych w tym podrozdziale czas $t = 0$ to moment, kiedy początek impulsu zaburzającego znajduje się w płaszczyźnie przedniej ściany obudowy (lub inaczej, kiedy maksimum impulsu zaburzającego znajduje się 0,1779 ns przed płaszczyzną przedniej ściany obudowy).

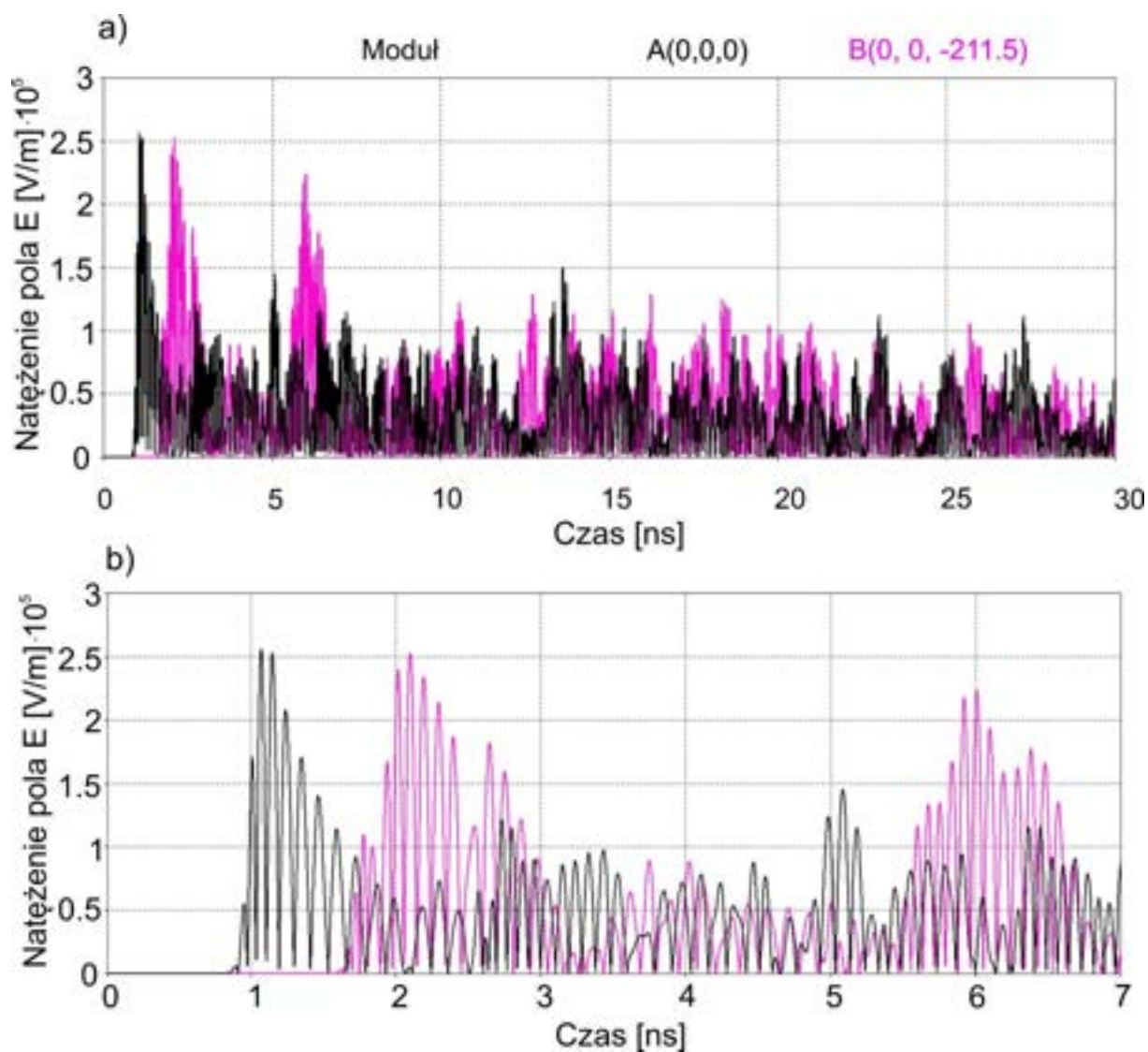
Z zależności czasowych prezentowanych na rys. 49 i 50 dla przypadku polaryzacji pionowej impulsu zaburzającego wynika, że w fazie falowej rozwoju pola EM we wnętrzu obudowy (opisanej w podrozdziale 6.1, do czasu około $t = 5$ ns) przez wybrane punkty A i B przemieszcza się ciąg subnanosekundowych impulsów pola elektrycznego (rys. 49) i magnetycznego (rys. 50). Impulsy te są wynikiem przemieszczania się przez punkty A i B najpierw subnanosekundowych fal pierwotnych (m.in. P1-P3, podrozdział 6.1) a potem fal wtórnych (podrozdział 6.1). W fazie interferencyjnej (opisanej w podrozdziale 6.1, po czasie $t = 5$ ns) kolejne subnanosekundowe impulsy pola elektrycznego i pola magnetycznego „zarejestrowane” przez punkty A i B są wynikiem przemieszczania się przez nie mozaik interferencyjnych pola elektrycznego i magnetycznego (podrozdział 6.1). Można zatem powiedzieć, że w obu fazach rozwoju pola EM we wnętrzu obudowy, falowej i interferencyjnej, przez punkty A i B (a także i inne punkty w obudowie) przemieszcza się ciąg setek subnanosekundowych impulsów pola elektrycznego i magnetycznego. Jak widać z rys. 49 i 50 amplitudy tych impulsów są znaczne. Niektóre z nich są tylko 3-4 razy mniejsze od amplitudy impulsu zaburzającego. Maleją one z upływem czasu, ale nawet po 30 ns od początku oddziaływania impulsu zaburzającego na obudowę daje się zarejestrować kilka impulsów o amplitudach tylko dziesięciokrotnie mniejszych od amplitudy impulsu zaburzającego. Impulsy pola elektrycznego i magnetycznego „wygenerowane” wewnątrz obudowy nazywamy w odróżnieniu od zewnętrznego impulsu zaburzającego, elektromagnetycznymi impulsami wewnętrznymi. Można sobie wyobrazić, że gdyby w punktach A i B ustawić wirtualne nanodetektory pola elektrycznego i magnetycznego, to rejestrowałyby one elektromagnetyczne impulsy wewnętrzne w funkcji czasu, tak jak przedstawiają to rys. 49 i 50.



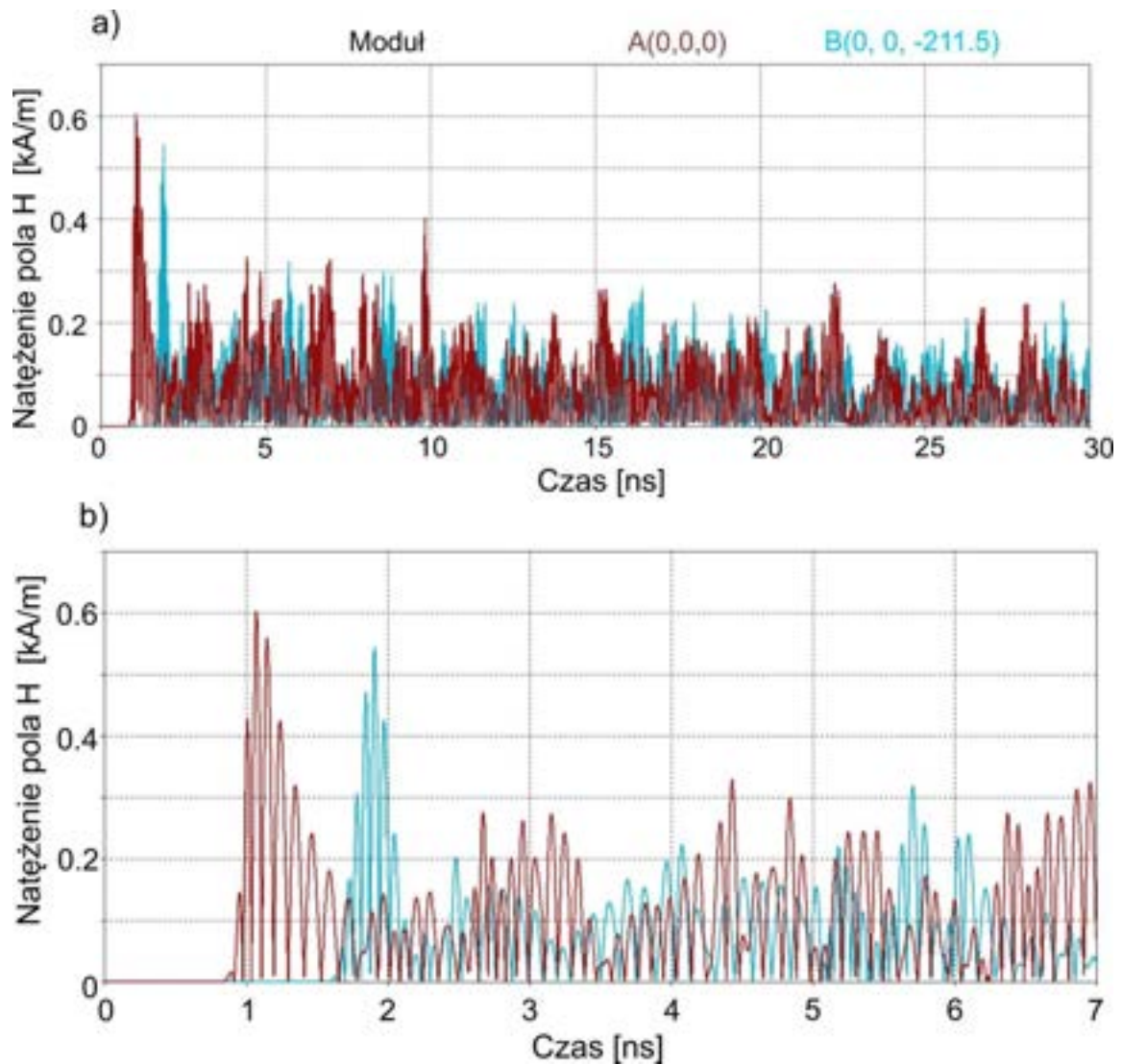
Rys. 49. Polaryzacja pionowa. Zależność czasowa modułu natężenia pola elektrycznego w punktach: A (0, 0, 0) i B (0, 0, -211,5) w czasie 0-30 ns (a) i 0-7 ns (b). Impulsy wewnętrzne pola elektrycznego oznaczone na rysunku jako P1, P2, P3 (w okręgach) są wynikiem propagacji odpowiednich fal pierwotnych przez punkty A i B. Impuls oznaczony jako “Superpozycja P1 i P2” jest wynikiem konstruktywnej interferencji pierwotnych fal P1 (po odbiciu od tylnej ściany obudowy) i P2 (przed obiciem się od tylnej ściany obudowy) poruszających się w przeciwnych kierunkach.



Rys. 50. Polaryzacja pionowa. Zależność czasowa modułu natężenia pola magnetycznego w punktach: A (0, 0, 0) i B (0, 0, -211,5) w czasie 0-30 ns (a) i 0-7 ns (b). Impulsy wewnętrzne pola magnetycznego oznaczone na rysunku jako P1, P2, P3 (w okręgach) są wynikiem propagacji odpowiednich fal pierwotnych przez punkty A i B. Impuls oznaczony jako "Superpozycja P1 i P2" jest wynikiem konstruktywnej interferencji pierwotnych fal P1 (po odbiciu od tylnej ściany obudowy) i P2 (przed obiciem się od tylnej ściany obudowy) poruszających się w przeciwnych kierunkach.



Rys. 51. Polaryzacja równoległa. Zależność czasowa modułu natężenia pola elektrycznego w punktach: A (0, 0, 0) i B (0; 0; -211,5) w czasie 0-30 ns (a) i 0-7 ns (b). Impulsy wewnętrzne pola elektrycznego są wynikiem przemieszczania się fal pierwotnych i wtórnych oraz mozaik pól interferencyjnych przez punkty A i B.



Rys. 52. Polaryzacja równoległa. Zależność czasowa wartości modułu natężenia pola magnetycznego w punktach: A (0, 0, 0) i B (0; 0; -211,5) w czasie 0-30 ns (a) i 0-7 ns (b). Impulsy wewnętrzne pola magnetycznego są wynikiem przemieszczania się fal pierwotnych i wtórnych oraz mozaik pól interferencyjnych przez punkty A i B.

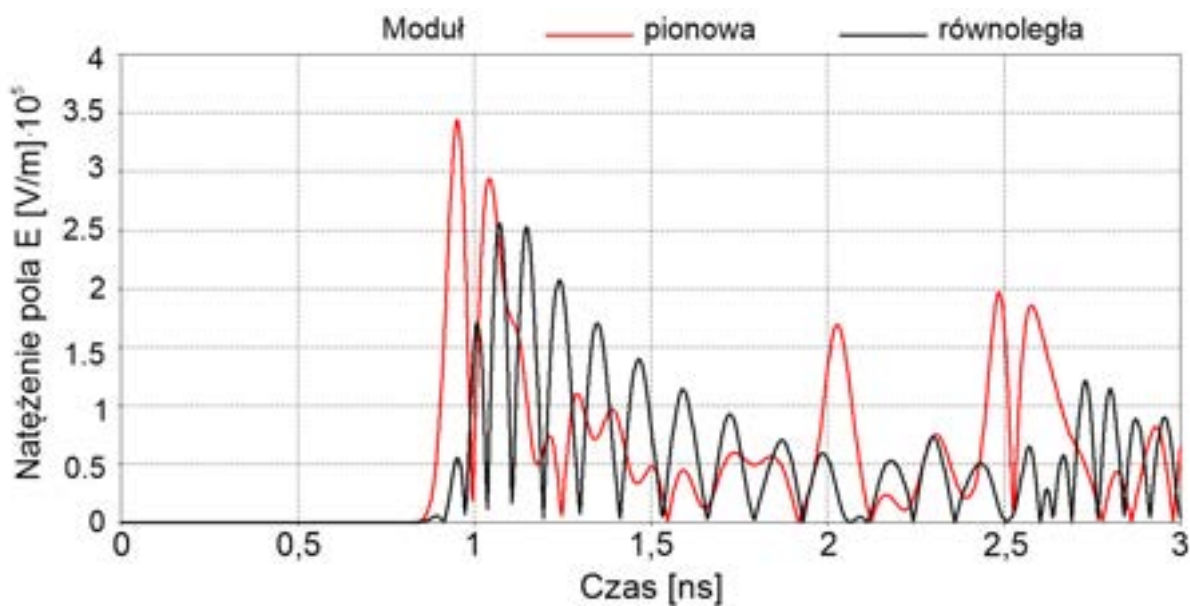
Z przebiegów czasowych na rys. 51 i 52 dla polaryzacji równoległej wynika, że podobnie jak dla polaryzacji pionowej w fazie falowej i fazie interferencyjnej rozwoju pola EM we wnętrzu obudowy (opisanych w podrozdziale 7.1, odpowiednio do czasu około $t = 5$ ns i po czasie $t = 5$ ns) przez wybrane punkty A i B przechodzi ciąg setek elektromagnetycznych subnanosekundowych impulsów wewnętrznych. Tak jak w przypadku polaryzacji pionowej amplitudy tych impulsów są mniejsze od maksymalnej amplitudy impulsu zaburzającego. Maleją one dziesięciokrotnie w czasie 30ns.

Z porównania elektromagnetycznych impulsów wewnętrznych dla polaryzacji pionowej i równoległej wynika, że największe amplitudy impulsów wewnętrznych pola elektrycznego w punkcie A wynoszą około $3,4 \cdot 10^5$ V/m dla polaryzacji pionowej i około $2,6 \cdot 10^5$ V/m dla

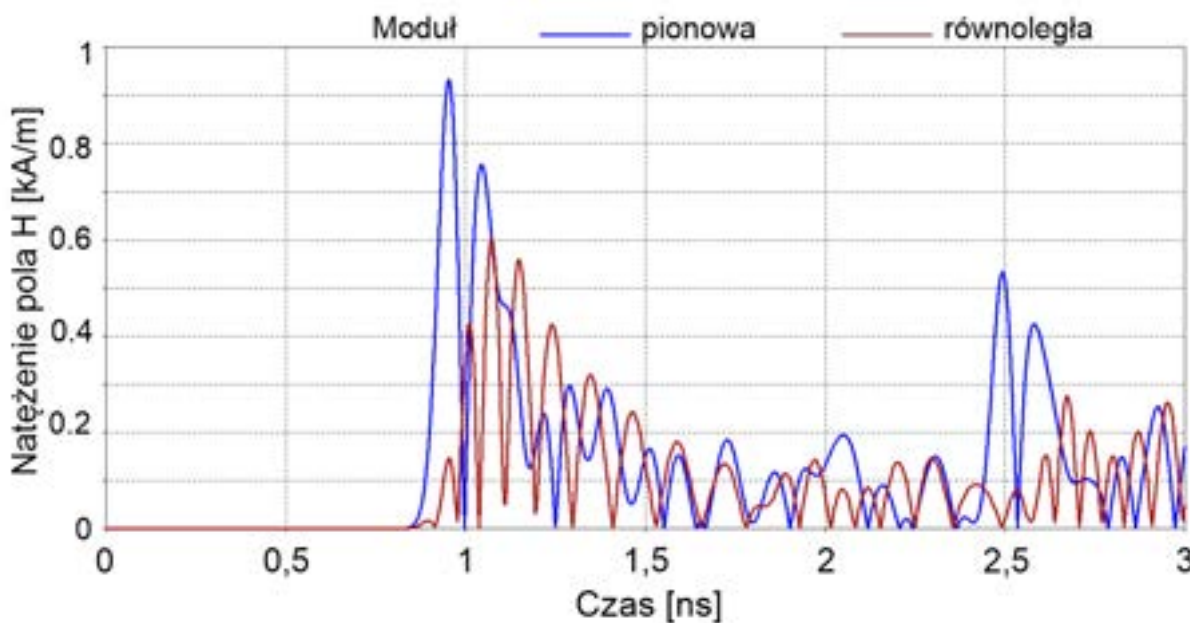
polaryzacji równoległej (odpowiednio rys. 49 i 51 oraz 53). Wartości tych amplitud są odpowiednio 3 i 4 razy mniejsze niż maksymalna amplituda pola elektrycznego impulsu zaburzającego (10^6 V/m). W tym samym punkcie największe amplitudy impulsów wewnętrznych pola magnetycznego wynoszą odpowiednio około 920 A/m dla polaryzacji pionowej i około 600 A/m dla polaryzacji równoległej, czyli odpowiednio 3-krotnie i ponad 4-krotnie mniej względem maksymalnej amplitudy pola magnetycznego impulsu zaburzającego ($2,68 \cdot 10^3$ A/m) – odpowiednio rys. 50 i 52 oraz 54.

Podobnie jest w punkcie B, największe amplitudy impulsów wewnętrznych pól elektrycznych zmniejszają się odpowiednio do około $4 \cdot 10^5$ V/m dla polaryzacji pionowej i około $2,5 \cdot 10^5$ V/m dla polaryzacji równoległej (odpowiednio rys. 49 i 51). Są one odpowiednio 2,5 i 3 razy mniejsze niż maksymalna amplituda pola elektrycznego impulsu zaburzającego. W tym samym punkcie największe amplitudy impulsów wewnętrznych pola magnetycznego wynoszą odpowiednio około 690 A/m dla polaryzacji pionowej i około 540 A/m dla polaryzacji równoległej. Jest to odpowiednio prawie 4-krotnie i 5-krotnie mniej względem maksymalnej amplitudy pola magnetycznego impulsu zaburzającego ($2,68 \cdot 10^3$ A/m) – odpowiednio rys. 50 i 52.

Amplitudy impulsów wewnętrznych pola elektrycznego w punktach A i B zmniejszają się odpowiednio do około $0,8 \cdot 10^5$ V/m i $0,5 \cdot 10^5$ V/m dla polaryzacji pionowej oraz odpowiednio $0,6 \cdot 10^5$ V/m i $0,4 \cdot 10^5$ V/m dla polaryzacji równoległej w czasie 30 ns od początku oddziaływania impulsu zaburzającego na obudowę. Również amplitudy impulsów wewnętrznych pola magnetycznego w punktach A i B zmniejszają się odpowiednio do około 180 A/m i 140 A/m dla polaryzacji pionowej oraz odpowiednio 150 A/m i 120 A/m dla polaryzacji równoległej w czasie $t = 30$ ns. Znaczy to, że pomimo ekranowania wnętrza obudowy amplitudy EM impulsów wewnętrznych są wystarczająco duże, aby stanowić poważne zagrożenie elektromagnetyczne w punktach A i B (i być może w innych miejscach obudowy), mając w pamięci Tab.1 z subpodrozdziału 1.1.1, z której wynika, że natężenie pola elektrycznego o amplitudach rzędu 10^3 - 10^4 V/m powoduje nieprawidłowości w działaniu różnego rodzaju układów i elementów elektronicznych (patrz także [58 i 59]).



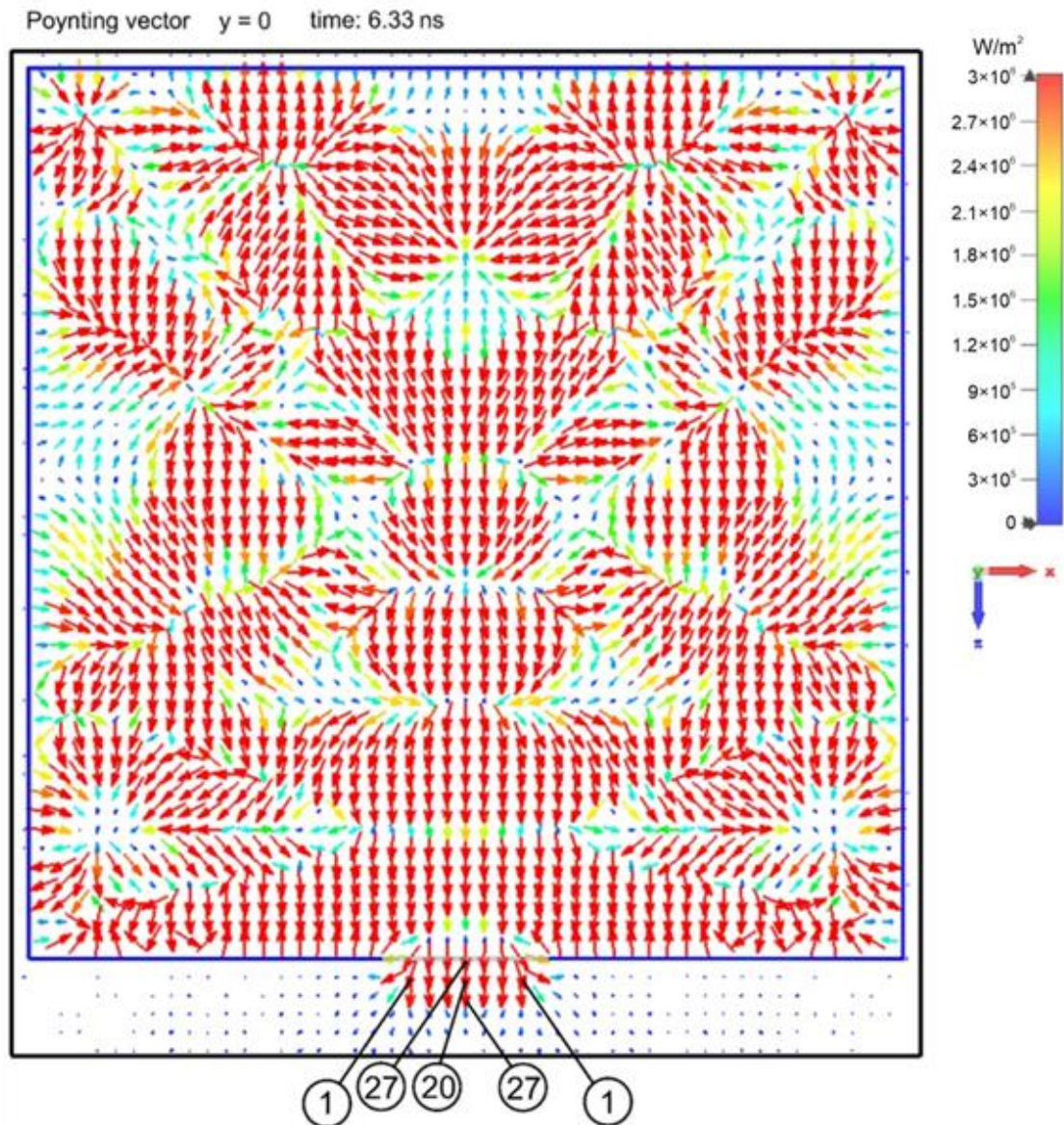
Rys. 53. Zależności czasowe modułu natężenia pola elektrycznego EM impulsów wewnętrznych w punkcie A (0, 0, 0) dla polaryzacji pionowej (kolor czerwony) i równoległej (kolor czarny) w czasie 0-3 ns.



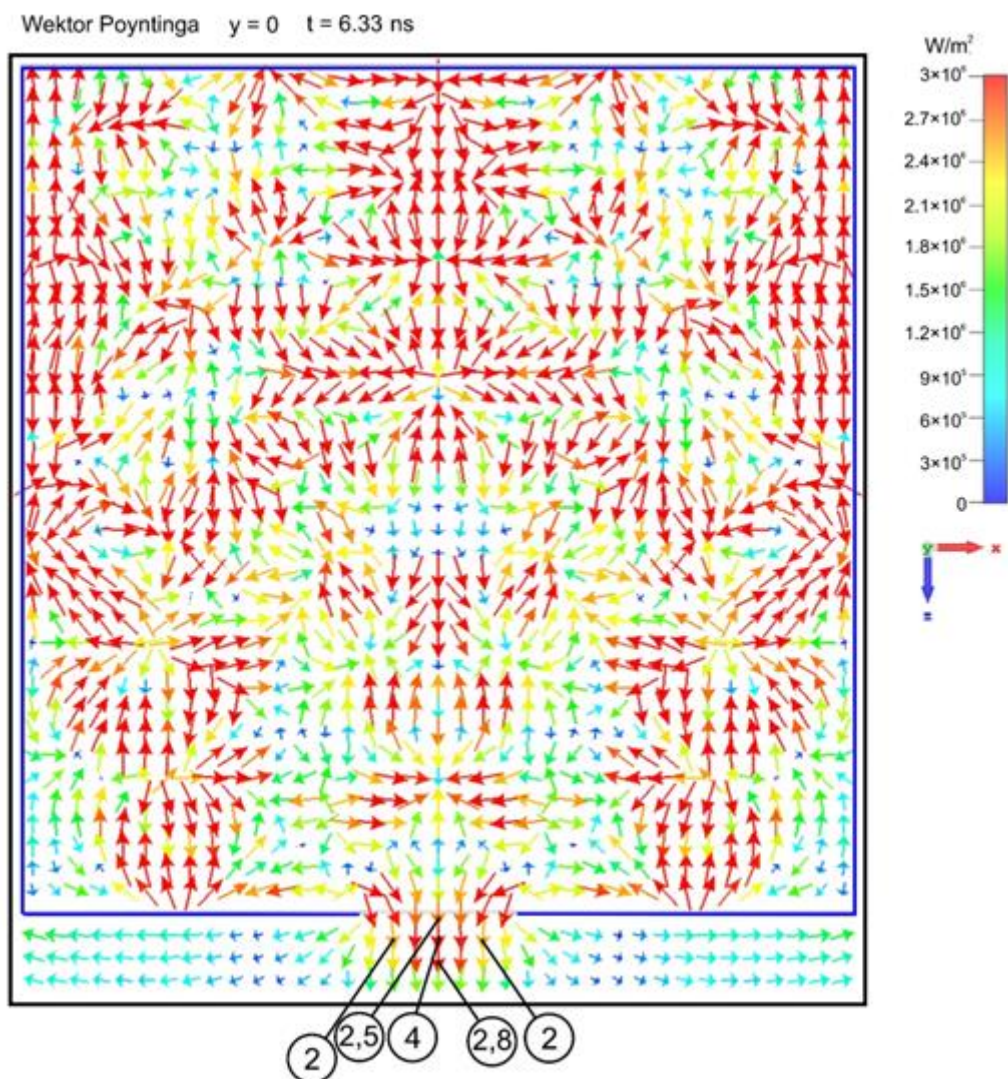
Rys. 54. Zależności czasowe modułu natężenia pola magnetycznego EM impulsów wewnętrznych w punkcie A (0, 0, 0) dla polaryzacji pionowej (kolor granatowy) i równoległej (kolor brązowy) w czasie 0-3 ns.

Jak wynika z rys. 49-54, niezależnie od polaryzacji impulsu zaburzającego wartości modułu natężenia pola elektrycznego i magnetycznego EM impulsów wewnętrznych w punktach A i B (i w innych punktach wnętrza obudowy) zmniejszają się z czasem. Spowodowane jest to bardziej równomiernym rozkładaniem się pola elektrycznego i magnetycznego w całej objętości obudowy z upływem czasu oraz wpływem części energii

poła EM przez otwór, jak pokazują to rys. 55 (dla polaryzacji pionowej) i 56 (dla polaryzacji równoległej).



Rys. 55. Polaryzacja pionowa. Mapa wektorowa rozkładu wektorów Poyntinga w fazie interferencyjnej w chwili $t = 6,33$ ns ilustrująca wpływ energii EM przez otwór. Amplitudy wektora Poyntinga (w okręgach) podano w 10^6 W/m².



Rys. 56. Polaryzacja równoległa. Mapa wektorowa rozkładu wektorów Poyntinga w fazie interferencyjnej w chwili $t = 6,33$ ns ilustrująca wpływ energii EM przez otwór. Amplitudy wektora Poyntinga (w okręgach) podano w 10^6 W/m².

Na rys. 55 i 56 przedstawiono mapy wektorowe rozkładów wektorów Poyntinga w fazie interferencyjnej w chwili $t = 6,333$ ns odpowiednio dla przypadku polaryzacji pionowej i polaryzacji równoległej. Wektory Poyntinga „wychodzące” przez otwór z wnętrza obudowy reprezentują gęstość mocy pola EM opuszczającego obudowę. Jak już powiedziano, skutkiem wpływu energii pola EM przez otwór są malejące wartości natężenia pola elektrycznego i pola magnetycznego we wnętrzu obudowy w czasie.

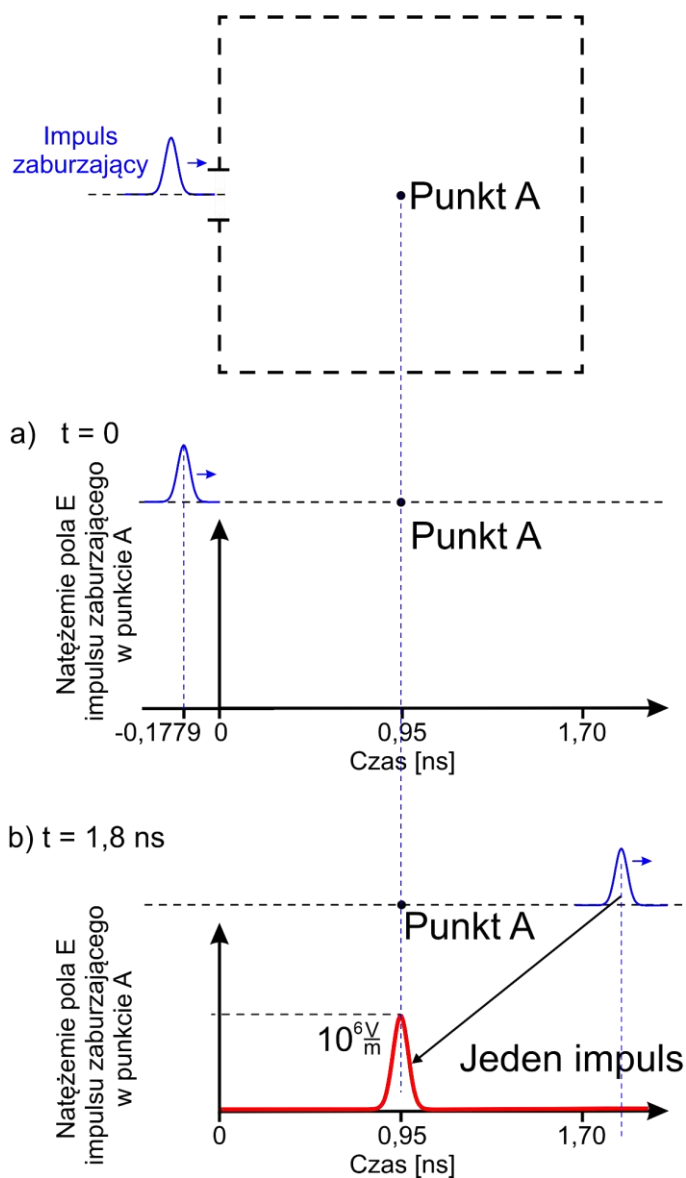
9.2. Zmiana charakteru zaburzenia elektromagnetycznego we wnętrzu obudowy ekranującej z otworem

Wprowadzenie w poprzednim podrozdziale pojęcia ciągu subnanosekundowych elektromagnetycznych impulsów wewnętrznych ułatwia wyjaśnienie zmiany charakteru oddziaływania zewnętrznego impulsu zaburzającego na wybrany punkt A po zastosowaniu ekranowania tego punktu za pomocą obudowy z otworem.

Rys. 57 jest ilustracją charakteru oddziaływania zewnętrznego impulsu zaburzającego na nieekranowany punkt A w otwartej przestrzeni. W tym przypadku mamy do czynienia z bezpośrednim działaniem subnanosekundowego impulsu zaburzającego na nieekranowany punkt A. Oddziaływanie tego impulsu z nieekranowanym punktem ma charakter jednorazowy - impuls zaburzający o dużej mocy przemieszczający się przez punkt A tylko jeden raz w czasie subnanosekundy. Na charakterystyce czasowej modułu natężenia pola elektrycznego w punkcie A zostaje zarejestrowany tylko jeden impuls o maksymalnej amplitudzie równej amplitudzie impulsu zaburzającego (10^6 V/m). W geometrii sytuacyjnej na rys. 57 ten jednorazowy kontakt impulsu zaburzającego z punktem A zachodzi w czasie około $t = 0,95$ ns.

Sytuacja A:

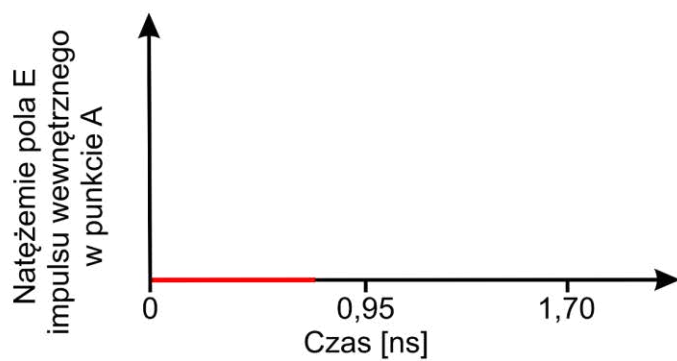
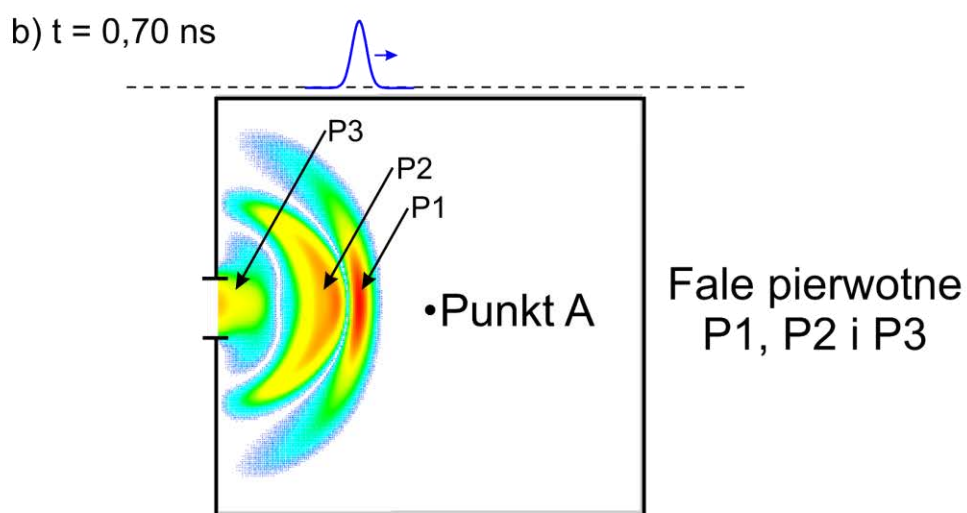
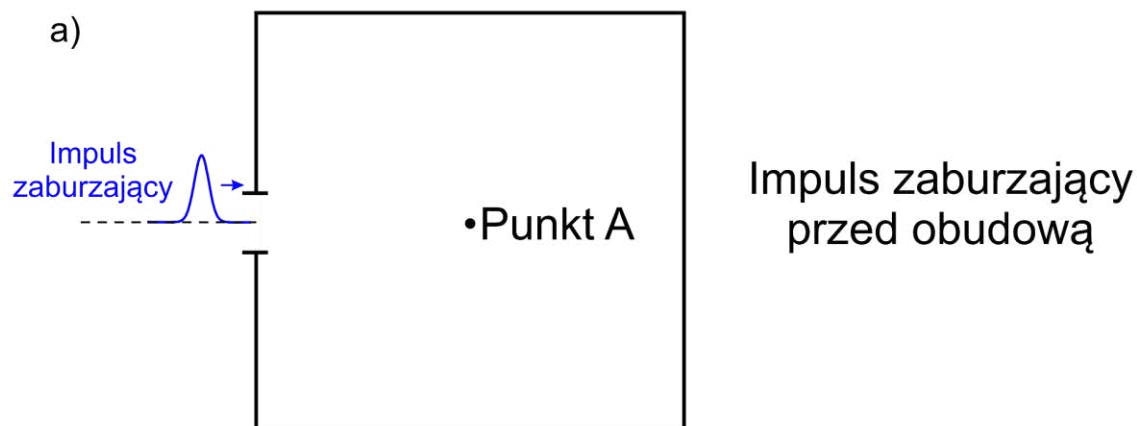
Oddziaływanie impulsu zaburzającego z punktem A bez ekranowania elektromagnetycznego

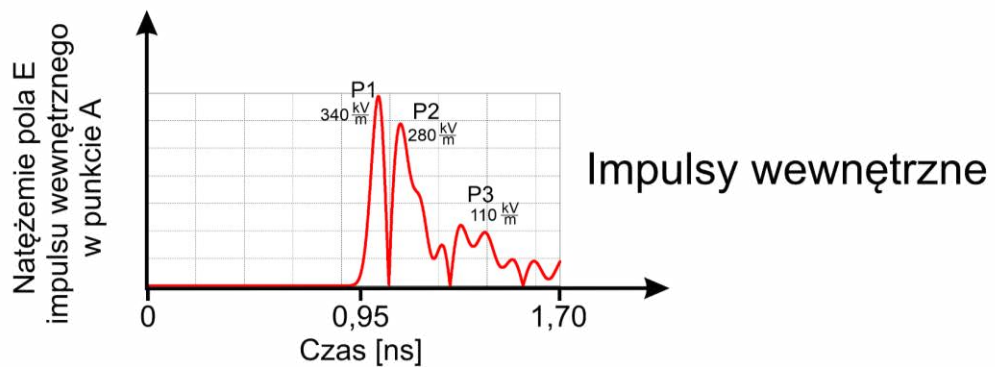
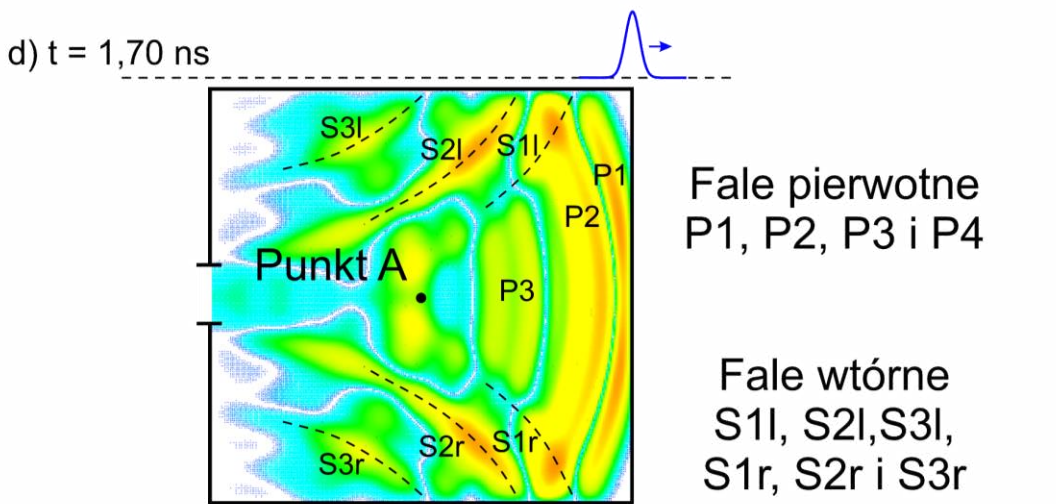
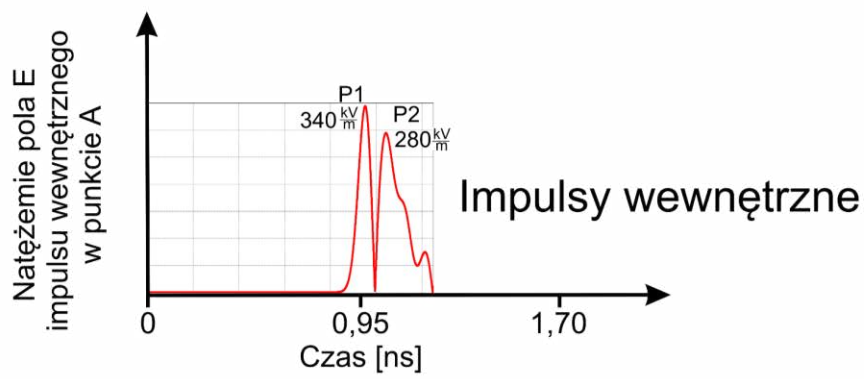
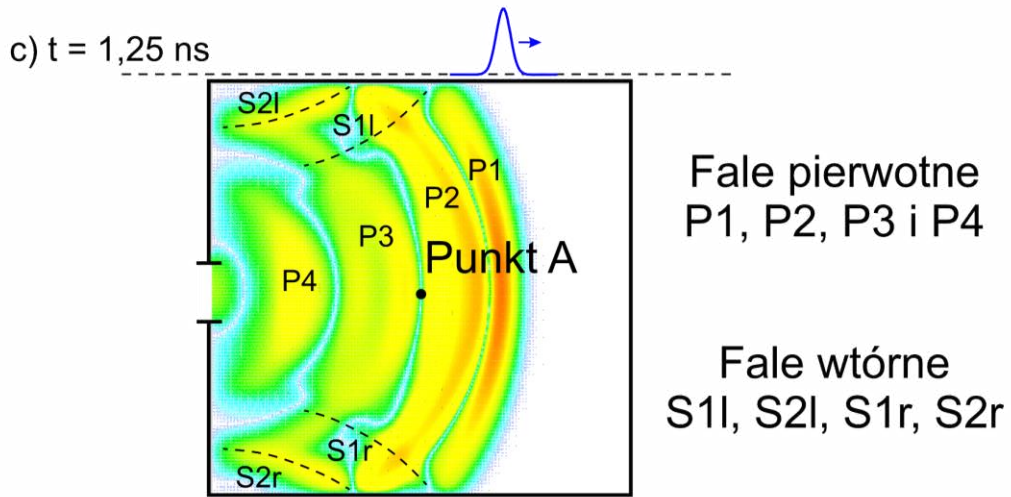


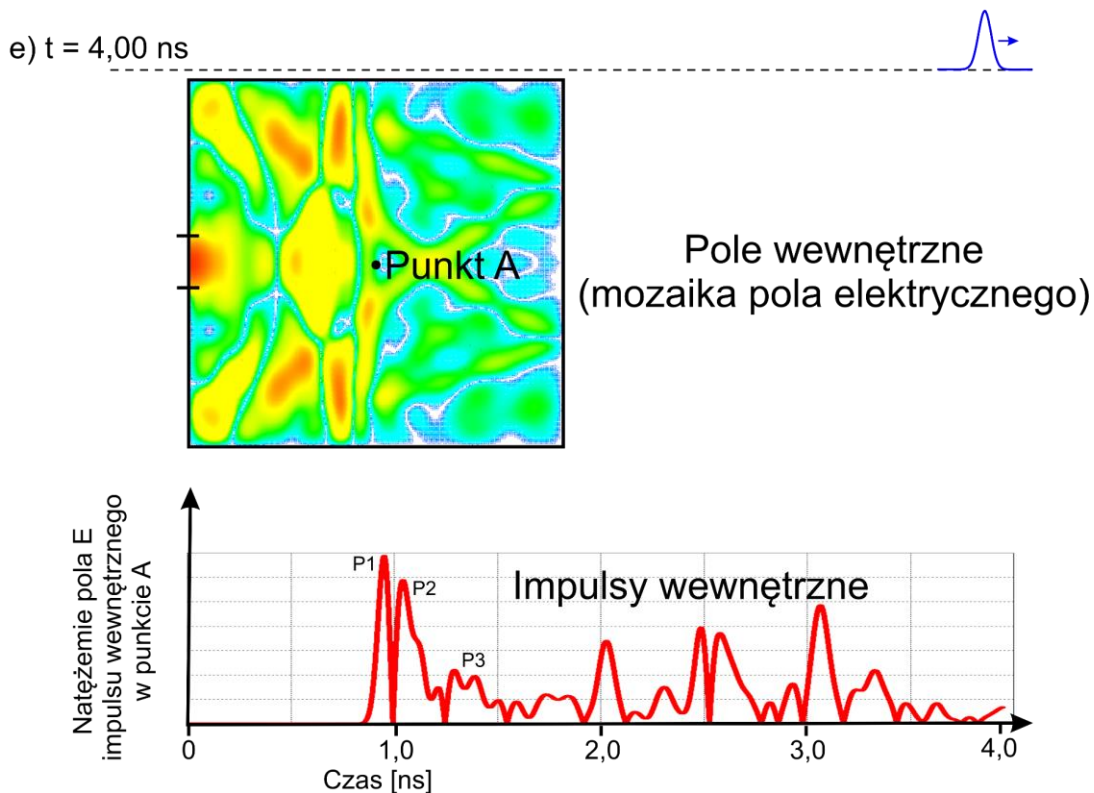
Rys. 57. Ilustracja charakteru oddziaływania zewnętrznego impulsu zaburzającego na punkt A w przestrzeni nieekranowanej elektromagnetycznie. Linia przerywaną zaznaczono pozycję obudowy z otworem dla przypadków z ekranowaniem elektromagnetycznym, przedstawionych na rys. 58.

Sytuacja B:

Oddziaływanie pola EM wytworzonego w obudowie z otworem na punkt A







Rys. 58. Ilustracja charakteru oddziaływania pola elektromagnetycznego wytworzonego w obudowie z otworem pod wpływem zewnętrznego impulsu zaburzającego o polaryzacji pionowej na punkt A. Wewnątrz obudowy pokazano fale pierwotne i wtórne oraz mozaiki pola elektrycznego w przekroju obudowy $y = 0$ dla wybranych czasów. Wykresy przedstawiają natężenie pola elektrycznego subnanosekundowych elektrycznych impulsów wewnętrznych przemieszczających się przez punkt A. Oznaczenia fal pierwotnych i wtórnych jak na rys. 7.

Jeżeli punkt A jest ekranowany przez obudowę metalową z otworem, to zewnętrzny E_m impulsu zaburzający oddziałuje na ten punkt pośrednio. Impuls zaburzający inicjuje powstawanie we wnętrzu obudowy z otworem najpierw ciąg subnanosekundowych EM fal pierwotnych i wtórnych a potem fal EM o skomplikowanej strukturze przestrzennej, obrazowanej zwyczajowo za pomocą dwuwymiarowych mozaik pól elektrycznych i magnetycznych (podrozdziały 6.1 i 7.1). Fale te oscylują między przednią i tylną ścianą obudowy, tworząc ciąg setek subnanosekundowych EM impulsów wewnętrznych (podrozdział 9.1), przemieszczających się przez punkt A. Sytuacje tę dla polaryzacji pionowej impulsu zaburzającego ilustrują przykłady przedstawione na rys. 58 dla kilku wybranych czasów (podobną ilustrację można wykonać dla polaryzacji równoległej). Wynika z tych przykładów, że charakter zaburzeń elektromagnetycznych, jakich doznaje punkt A po umieszczeniu go w obudowie z otworem zmienia się w porównaniu z przypadkiem bez ekranowania elektromagnetycznego, kiedy oddziaływanie subnanosekundowego impulsu zaburzającego na

punkt A miało charakter zdarzenia jednorazowego o dużej mocy. W obudowie punkt A doznaje działania ciągu subnanosekundowych EM impulsów wewnętrznych. Mamy zatem do czynienia ze zmianą charakteru zaburzenia punktu A ze zdarzenia jednorazowego na zdarzenie cykliczne. Wprawdzie amplitudy elektromagnetycznych impulsów wewnętrznych są mniejsze od amplitudy zewnętrznego impulsu zaburzającego, to ich liczba przy czasie życia ciągu impulsów wewnętrznych, jak wykazały badania (podrozdział 9.2) wynoszącym nawet 30 ns powoduje, że mogą być one znaczącym zaburzeniem elektromagnetycznym o charakterze nękającym.

Może z tego wynikać wniosek, że niektórych przypadkach zastosowanie obudowy ekranującej z otworem może okazać się tylko pozorną ochroną przed zewnętrznym subnanosekundowym impulsem zaburzającym.

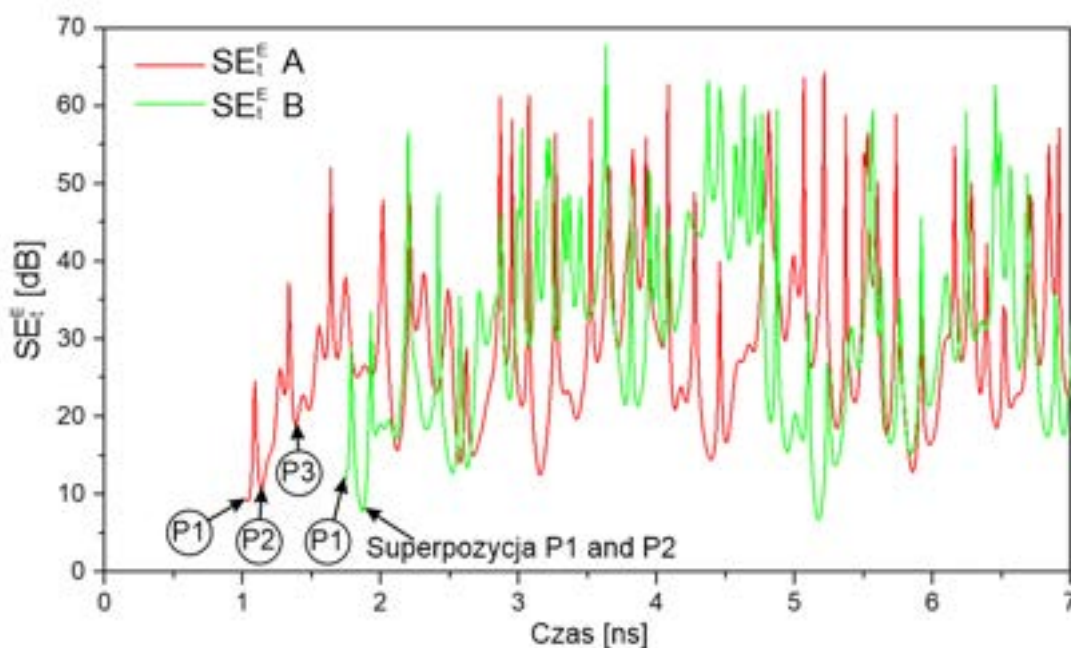
9.3. Lokalna skuteczność ekranowania pola elektrycznego SE_t^E i magnetycznego SE_t^H w funkcji czasu⁵ - – lokalne charakterystyki SE

Symulacja w dziedzinie czasu umożliwia wyznaczenie czasowych zależności wartości lokalnych amplitud pola EM i subnanosekundowych impulsów wewnętrznych w wybranym punkcie w obudowie. Korzystając z takich zależności, łatwo jest określić skuteczność ekranowania pola elektrycznego SE_t^E i magnetycznego SE_t^H w wybranym punkcie obudowy w funkcji czasu (wzory (4) i (5)). Po wprowadzeniu pojęcia subnanosekundowych impulsów wewnętrznych wygodnie jest we wzorach (4) i (5) wielkości $E^i(t, x, y, z)$ i $H^i(t, x, y, z)$ zastąpić odpowiednimi amplitudami elektrycznych i magnetycznych impulsów wewnętrznych.

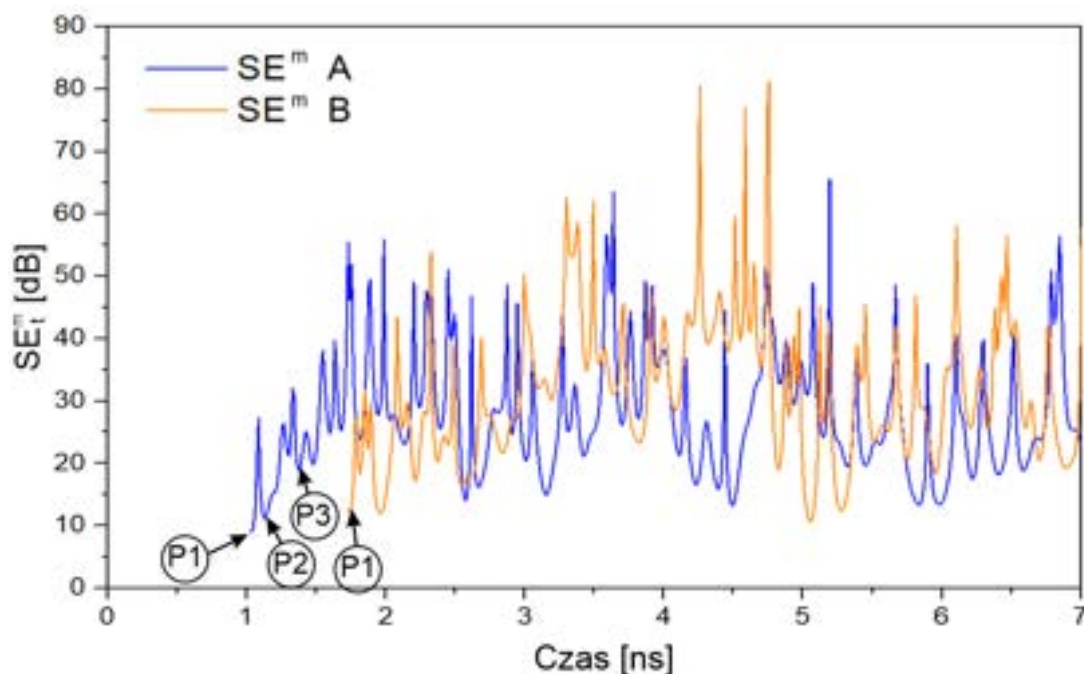
Rys. 59-62 przedstawiają lokalne charakterystyki czasowe SE_t^E i SE_t^H w przedziale czasowym do $t = 7$ ns w wybranych punktach A i B dla polaryzacji pionowej (rys. 59 i 60) i polaryzacji równoległej impulsu zaburzającego (rys. 61 i 62). Jak wynika otrzymanych charakterystyk SE_t^E i SE_t^H , w obu rozważanych punktach wartości skuteczności ekranowania impulsu zaburzającego różnią się. Wynoszą one co najmniej 8 dB dla obu polaryzacji. W obu przypadkach polaryzacji skuteczność ekranowania rośnie z upływem czasu. Tendencja ta wynika z faktu bardziej równomiernego rozłożenia się pola elektrycznego i magnetycznego w całej objętości obudowy oraz ubytku energii pola EM w obudowie podczas kolejnych jego odbić od ściany przedniej z otworem. Następstwem tego jest zmniejszanie się w czasie wartości amplitud pola elektrycznego i magnetycznego w obudowie. Dotyczy to nie tylko punktów

⁵ Budnarowska, M., Mizeraczyk, J., & Bisewski, D. (2022). Skuteczność ekranowania ultrakrótkich impulsów elektromagnetycznych przez obudowę z otworem. *Przegląd Elektrotechniczny*, 98(2)

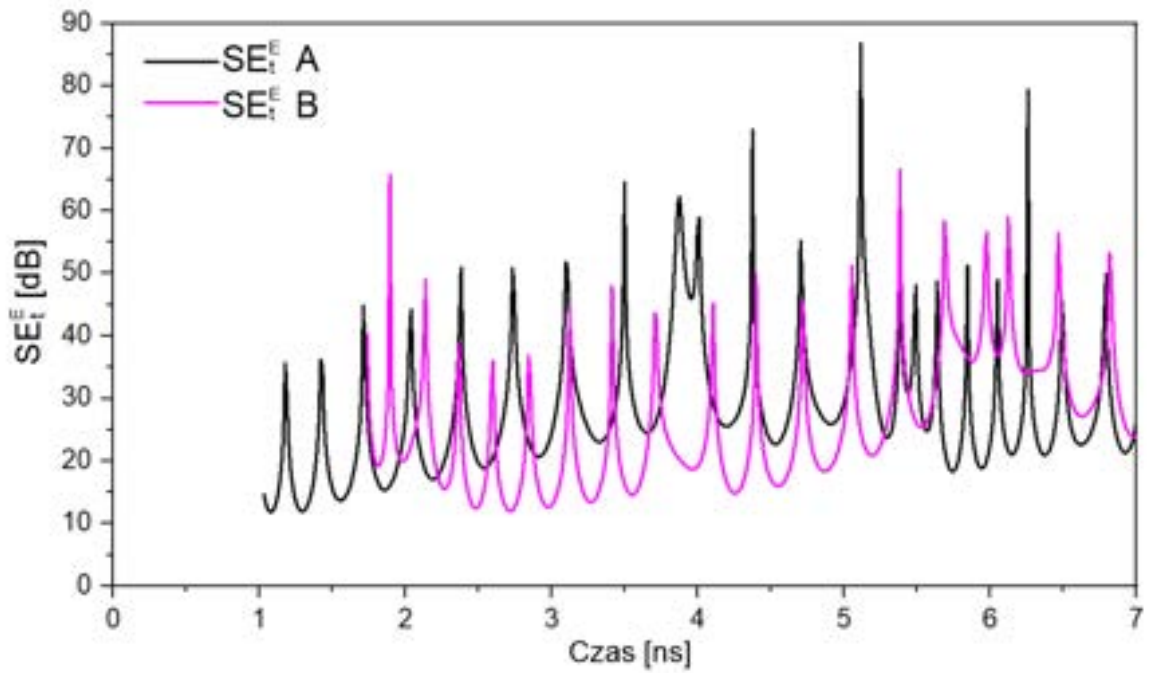
A i B, ale także innych punktów w obudowie z tym, że jak wykazały badania tzw. globalnej skuteczności ekranowania (następny podrozdział 9.4) wartości SE_t^E i SE_t^H zależą od lokalizacji analizowanego punktu w obudowie.



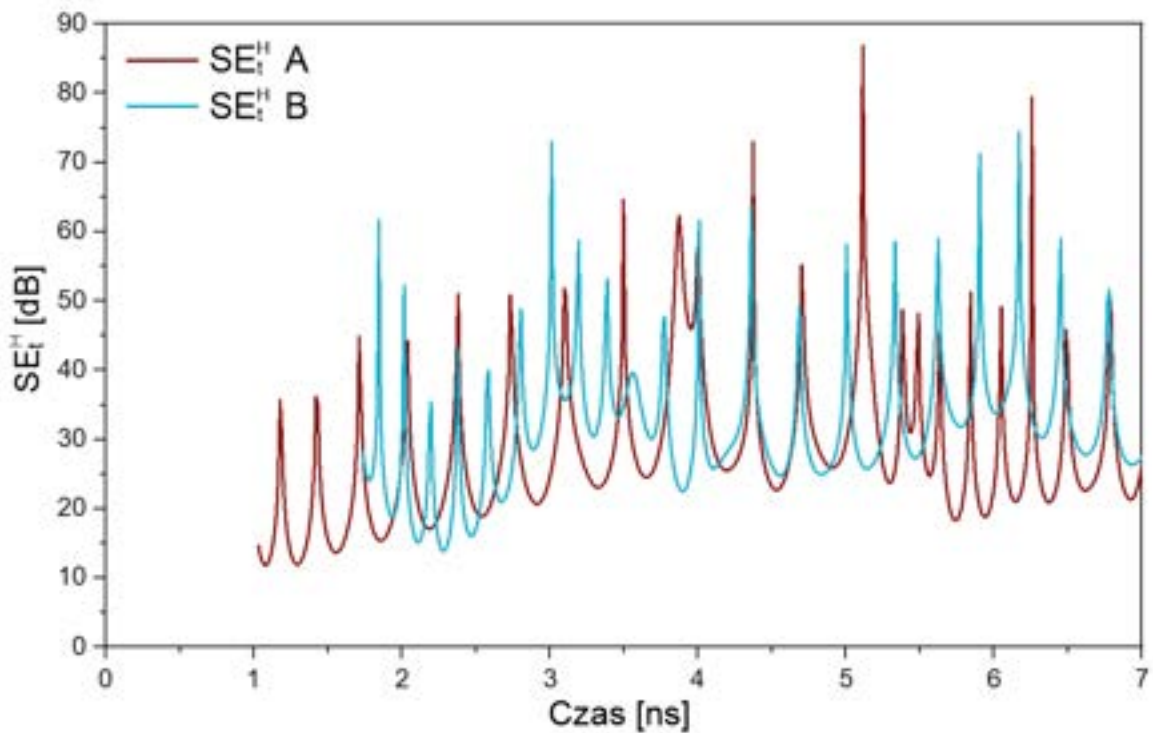
Rys. 59. Polaryzacja pionowa. Zależność czasowa skuteczności ekranowania pola elektrycznego w punktach A (0, 0, 0) i B (0, 0, -211,5) w czasie 0-7 ns. Oznaczenia P1, P2 i P3 odnoszących się do kolejnych fal pierwotnych (i odpowiadającym im impulsom wewnętrznym) przechodzących przez punkty A i B. Oznaczenie “Superpozycja P1 i P2” odnosi się do konstruktywnej interferencji fal P1 i P2.



Rys. 60. Polaryzacja pionowa. Zależność czasowa skuteczności ekranowania pola magnetycznego w punktach A (0, 0, 0) i B (0, 0, -211,5) w czasie 0-7 ns. Oznaczenia P1, P2 i P3 odnoszących się do kolejnych fal pierwotnych (i odpowiadającym im impulsom wewnętrznym) przechodzących przez punkty A i B.



Rys. 61. Polaryzacja równoległa. Zależność czasowa skuteczności ekranowania pola elektrycznego w punktach A (0, 0, 0) i B (0, 0, -211,5) w przedziale czasu 0-7 ns.

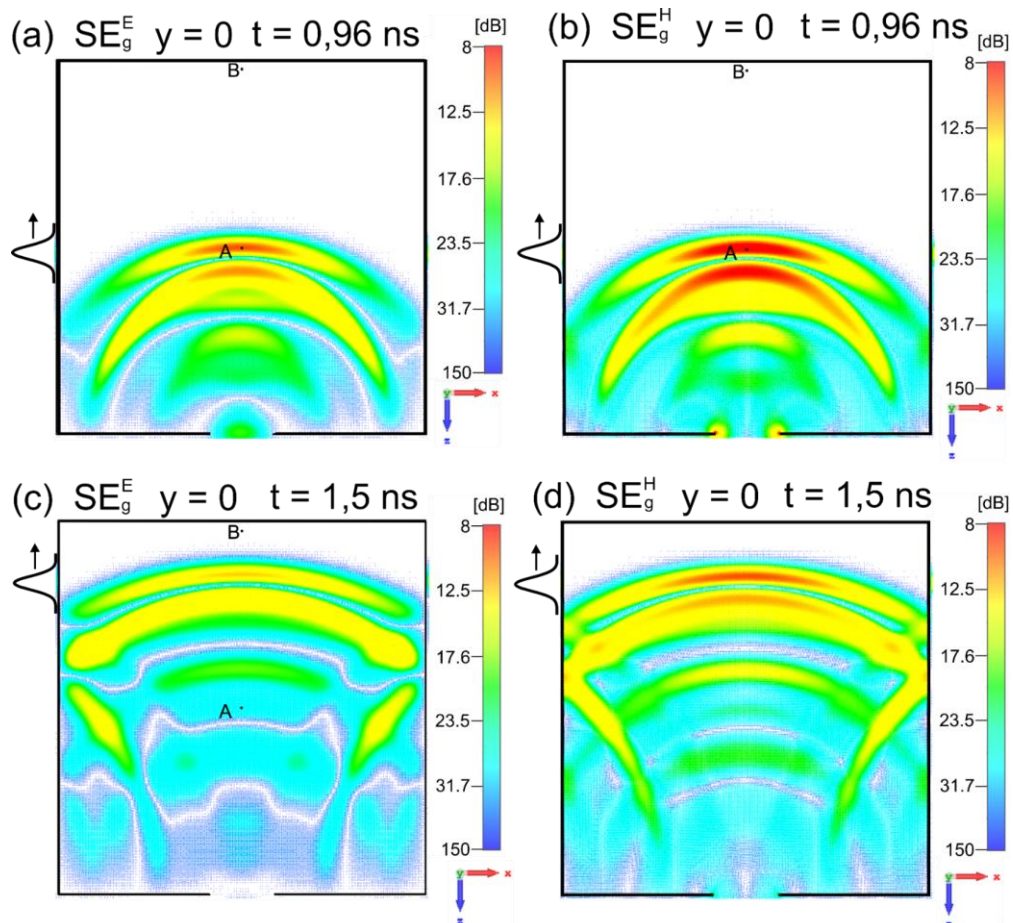


Rys. 62. Polaryzacja równoległa. Zależność czasowa skuteczności ekranowania pola magnetycznego SE_{pr}^H w punktach A (0, 0, 0) i B (0, 0, -211,5) w przedziale czasu 0-7 ns.

9.4. Globalna skuteczność ekranowania pola elektrycznego SE_g^E i magnetycznego SE_g^H dla wybranego czasu^{6,7}

Otrzymane obrazy przedstawiające czasowy i przestrzenny rozwój pola EM wewnątrz obudowy z otworem po napromieniowaniu subnanosekundowym impulsem zaburzającym umożliwiają wyznaczenie globalnej skuteczności ekranowania wnętrza obudowy z otworem dla wybranych czasów.

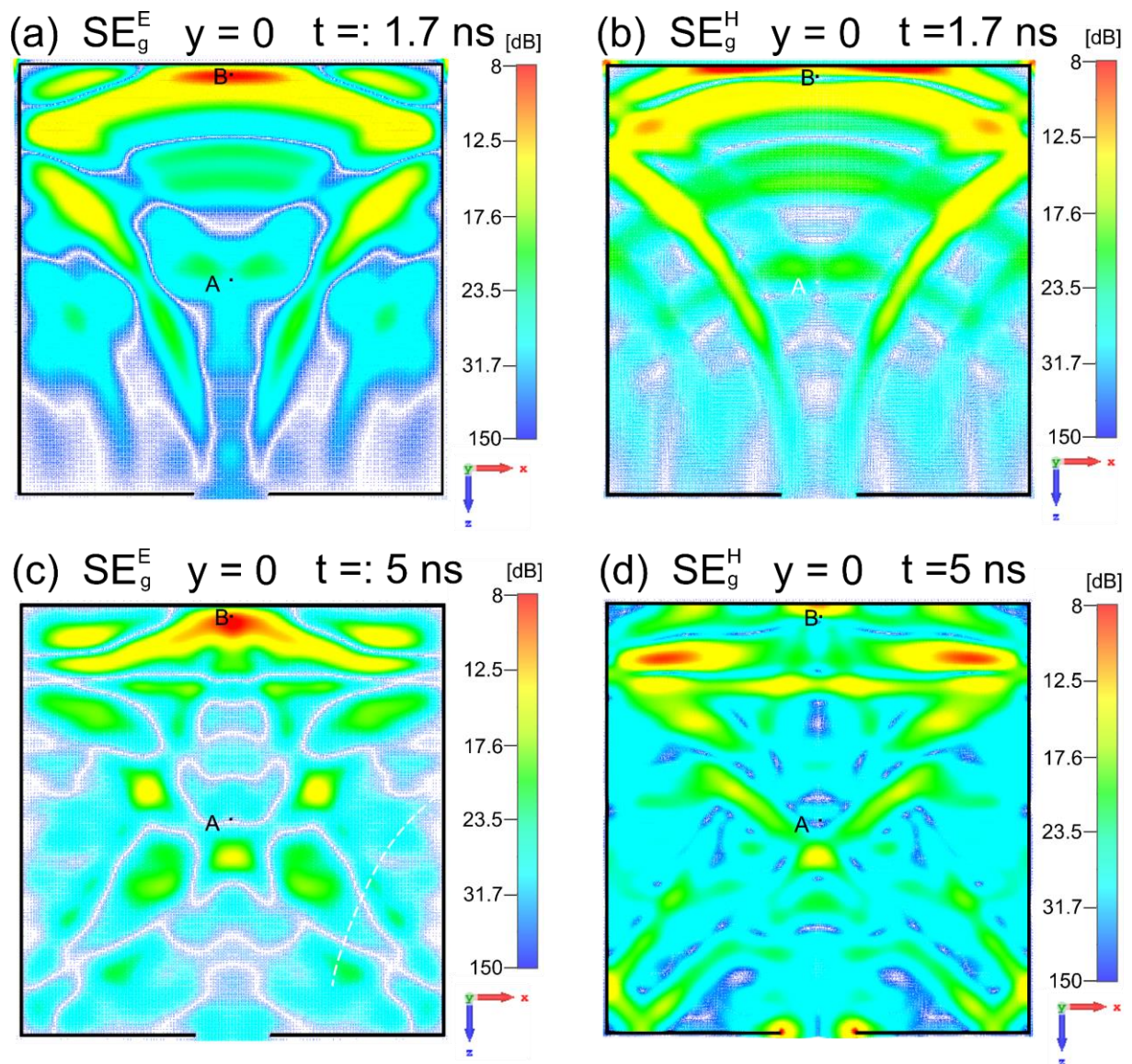
Wprowadzonej w subpodrozdziale 1.1.4 dwuwymiarowe globalne mapy skuteczności ekranowania (w skali logarytmicznej) dla wybranych czasów wyznaczono z zależności (7) i (8), przy czym w obliczeniach zastąpiono wielkości $E^o(x, y)$ i $H^o(x, y)$ amplitudami odpowiednich wielkości elektrycznych i magnetycznych impulsów wewnętrznych.



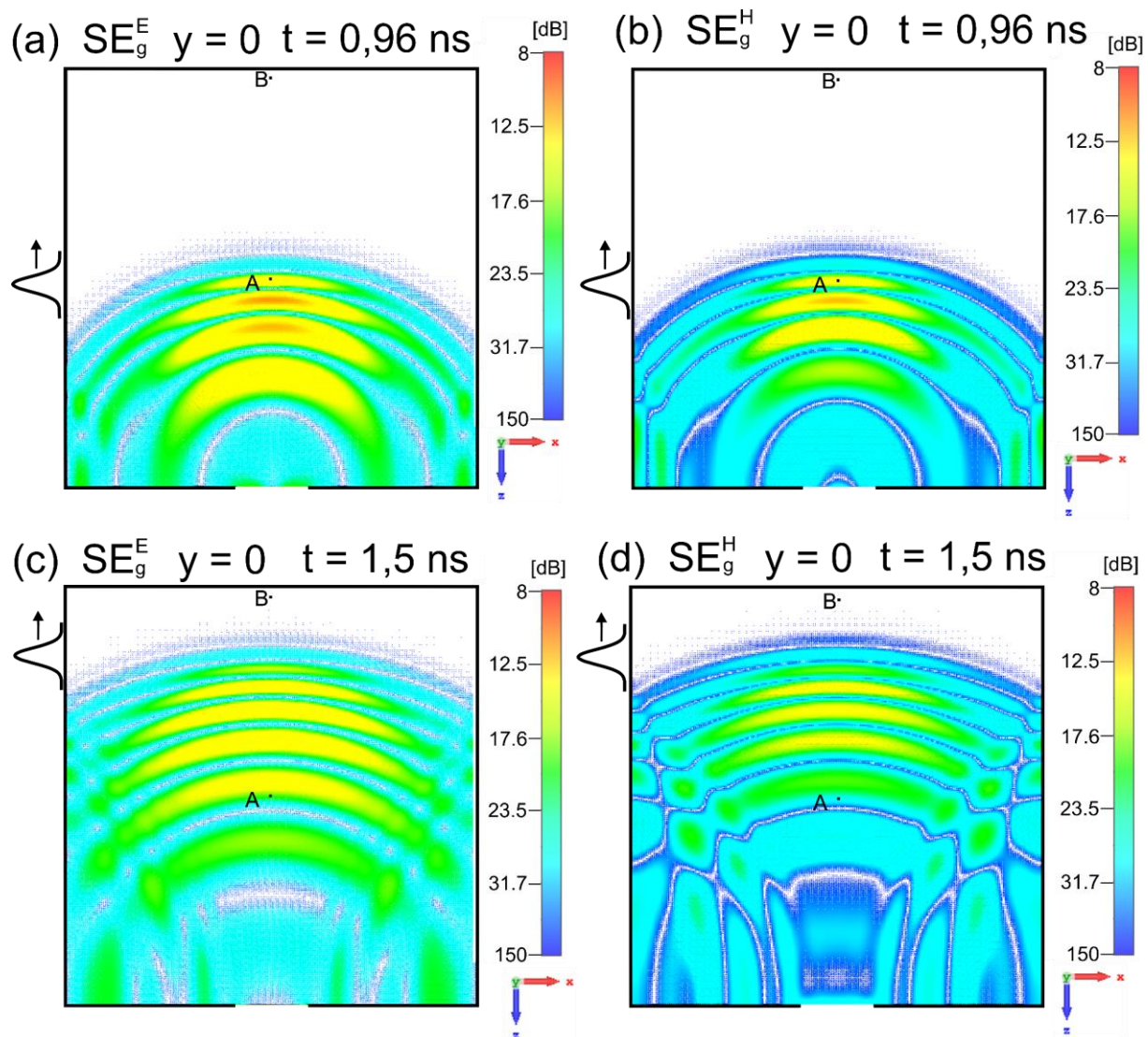
Rys. 63. Polaryzacja pionowa. Globalne mapy skuteczności ekranowania pola elektrycznego SE_g^E i magnetycznego SE_g^H dla czasów: $t = 0,96$ ns i $t = 1,5$ ns w płaszczyźnie xz dla $y = 0$. Wybrane czasy dotyczą fazy falowej. Pozycję impulsu zaburzającego zaznaczono po lewej stronie obudowy.

⁶ Budnarowska, M., Mizeraczyk, J., Determination of shielding effectiveness of a subnanosecond high-power EM interference by an enclosure with aperture using time domain approach, *Energies*, 16(4), s. 1-19, 2023

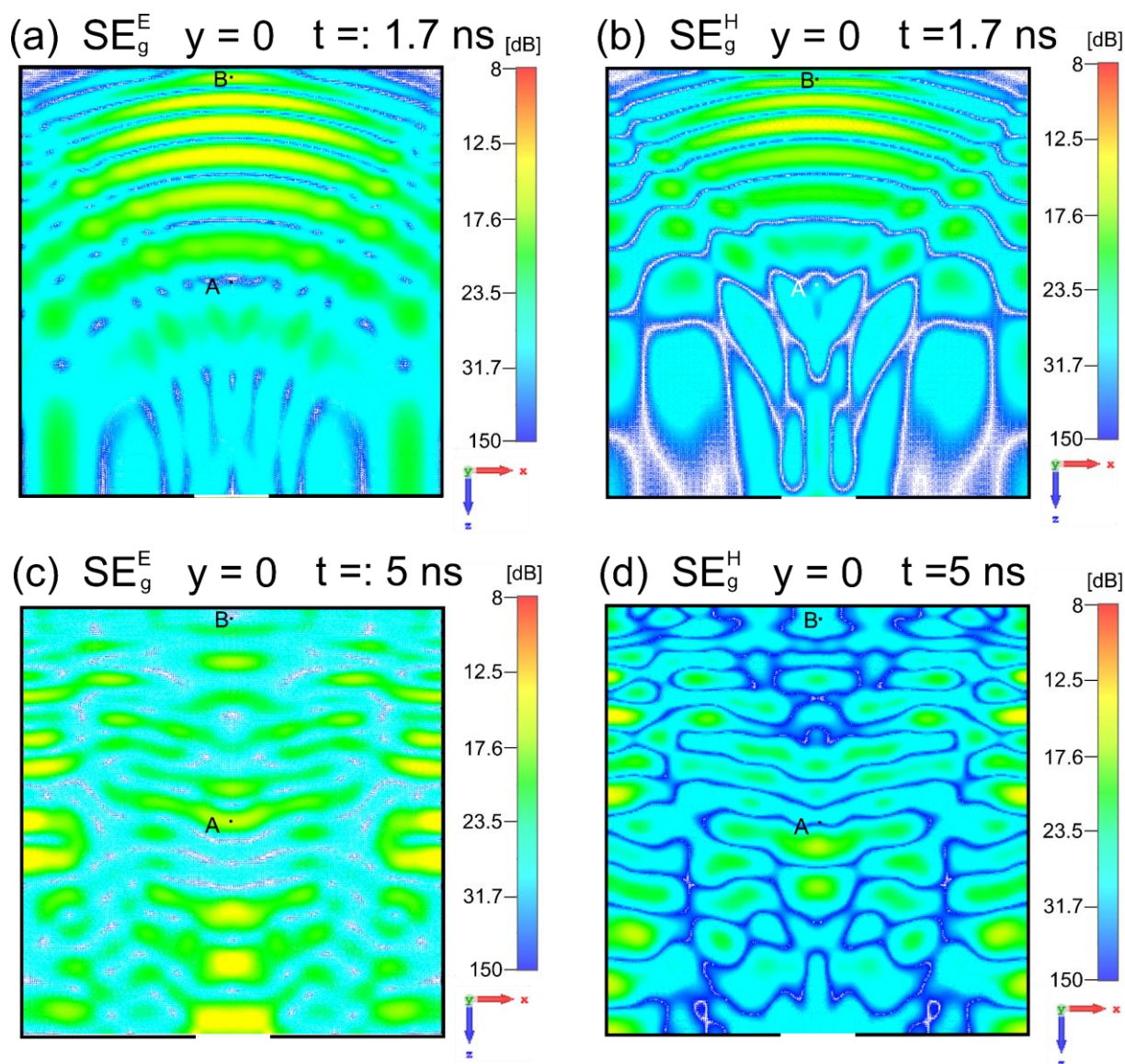
⁷ Budnarowska, M., & Mizeraczyk, J. (2022). Numeryczna symulacja w domenie częstotliwości efektywności ekranowania wnętrza obudowy z otworem przed ultrakrótkim impulsem elektromagnetycznym dużej mocy. *Przegląd Elektrotechniczny*, 98.



Rys. 64. Polaryzacja pionowa. Globalne mapy skuteczności ekranowania pola elektrycznego SE_g^E i magnetycznego SE_g^H dla czasów: $t = 1,7$ ns i $t = 5$ ns w płaszczyźnie xz dla $y = 0$. Wybrane czasy dotyczą fazy interferencyjnej.



Rys. 65. Polaryzacja równoległa. Globalne mapy skuteczności ekranowania pola elektrycznego SE_g^E i magnetycznego SE_g^H dla czasów: $t = 0,96$ ns i $t = 1,5$ ns w płaszczyźnie xz dla $y = 0$. Wybrane czasy dotyczą fazy falowej. Pozycję impulsu zaburzającego zaznaczono po lewej stronie obudowy.



Rys. 66. Polaryzacja równoległa. Globalne mapy skuteczności ekranowania pola elektrycznego SE_g^E i magnetycznego SE_g^H dla czasów: $t = 1,7$ ns i $t = 5$ ns w płaszczyźnie xz dla $y = 0$. Wybrane czasy dotyczą fazy interferencyjnej.

Otrzymane po raz pierwszy w ramach niniejszej rozprawy doktorskiej globalne mapy skuteczności ekranowania wnętrza obudowy w przekroju xz dla $y = 0$ dla kilku wybranych czasów: $t = 0,96$ ns, $t = 1,5$ ns, $t = 1,7$ ns i $t = 5$ ns przedstawiono na rys. 63 i 64 dla polaryzacji pionowej i na rys. 65 i 66 dla polaryzacji równoległej. Widać, że globalne mapy skuteczności ekranowania mają wiele zalet. Umożliwiają one przede wszystkim szybką ocenę skuteczności ekranowania w całym przekroju w wybranej chwili. Można szybko wskazać miejsca najbardziej i najmniej zagrożone promieniowaniem EM w wybranej chwili. Analizując kilka map globalnej skuteczności ekranowania możliwe jest szybkie zidentyfikowanie najbardziej zagrożonych miejsc w obudowie w funkcji czasu. Dla przykładu, wystarczy spojrzeć na

4 globalne mapy na rys. 63 (a, c) i 64 (a, c) dla polaryzacji pionowej, aby znaleźć potwierdzenie dość intuicyjnego wniosku, że najbardziej zagrożone miejsca w obudowie ze względu na pole elektryczne znajdują się na osi z, na wprost otworu w ścianie przedniej obudowy. Inny przykład, z dwóch zestawów po kilka map globalnych dla polaryzacji pionowej i równoległej można dość szybko opisać różnice skuteczności ekranowania dla obu polaryzacji. Oprócz szybkich informacji o charakterze ogólnym, mapy globalne umożliwiają oczywiście szczegółową analizę skuteczności ekranowania w wybranym przekroju.

Wprowadzone w tej pracy globalne mapy skuteczności ekranowania są istotnym przyczynkiem w rozwoju techniki obliczeniowej w dziedzinie czasu do badań skutków subnanosekundowych impulsów EM.

10. Uwagi dotyczące walidacji wyników symulacji numerycznej

Jest ogólną zasadą, że metody symulacji numerycznych i ich wyniki podlegają walidacji, najlepiej eksperymentalnej. Dotyczy to w szczególności przypadków, kiedy otrzymane wyniki są oryginalne i trudno je bezpośrednio porównać z danymi literaturowymi. Z taką sytuacją spotykamy się w przypadkach różnych aspektów oddziaływania ultrakrótkiego impulsu promieniowania elektromagnetycznego z obiektem metalowym z wnęką (wnikanie do wnęki, wpływ polaryzacji promieniowania, zjawiska elektromagnetyczne na metalowej powierzchni, itd.). Wykonanie badań doświadczalnych oddziaływania subnanosekundowego impulsu elektromagnetycznego z metalową obudową z otworem jest ekstremalnym wyzwaniem, wychodzącym poza zakres niniejszej rozprawy doktorskiej. Wystarczy zauważyć, że źródłami subnanosekundowych impulsów do celów ataków EM dysponuje wąska, w zasadzie anonimowa grupa. A samo zbadanie efektów oddziaływania takich impulsów z metalową obudową z otworem w zakresie przedstawionym w niniejszej rozprawie jest bardzo trudnym przedsięwzięciem.

Z powodu niemożliwości wykonania eksperymentalnej walidacji otrzymanych wyników numerycznych a także braku porównawczych wyników literaturowych, w niniejszej rozprawie zwraca się szczególną uwagę na zgodność otrzymanych wyników z zasadami fizyki a szczególnie prawami Maxwella. Przyjęto za słuszny argument, że wyniki badawcze uprawdopodobniają fakt niezłamania przez nie znanych zasad przyrody. Faktów sprzeczności z tymi zasadami nie znaleziono w niniejszej rozprawie. Także zarzutów w tym aspekcie nie przedstawili recenzenci artykułów, w których opublikowano wyniki otrzymane w niniejszej rozprawie (pozycje [1-9] w spisie publikacji Doktorantki) i dyskutanci plakatów naukowych o tematyce rozprawy zaprezentowanych na 3 Krajowych Konferencjach Elektroniki:

XXIII Krajowa Konferencja Elektroniki (2024)

- Relaksacja elektryzacji metalowego obiektu po zakłóceniu intencjonalnym impulsowym zaburzeniem elektromagnetycznym
- Skuteczność ekranowania wnętrza małej obudowy z otworem przed subnanosekundowym impulsem EM o polaryzacji równoległej

XXII Krajowa Konferencja Elektroniki (2023)

- Symulacja wpływu polaryzacji zaburzającego impulsu EM na wartości pola EM wewnątrz obudowy z otworem
- Uboczny wpływ intencjonalnego impulsowego zaburzenia EM na środowisko elektromagnetyczne

- Wpływ wymiarów otworu w obudowie ekranującej pole elektromagnetyczne na jej częstotliwość rezonansową - symulacja komputerowa

XXI Krajowa Konferencja Elektroniki (2022)

- Numeryczna symulacja w domenie częstotliwości efektywności ekranowania wnętrza obudowy z otworem przed ultrakrótkim impulsem elektromagnetycznym dużej mocy

XX Krajowa Konferencja Elektroniki (2021)

- Pole elektromagnetyczne w obudowie ekranującej z otworem technologicznym po zaburzeniu ultrakrótkim impulsem fali płaskiej dużej mocy
- Skuteczność ekranowania ultrakrótkich impulsów EM przez obudowę z otworem

Warto jeszcze podkreślić, że za jakością otrzymanych wyników przemawia fakt, iż w niniejszej rozprawie użyto jednego z najlepszych środowisk symulacyjnych w szeroko pojętym elektromagnetyzmie, środowiska CST Studio Suite, wysoko cenionych prac specjalistów.

11. Podsumowanie i wnioski końcowe

Zagrożenie intencjonalnymi zaburzeniami EM, w tym ultrakrótkimi impulsami dużej mocy rodzi konieczność stosowania obudów ekranujących z perforacjami, chroniących zaawansowane systemy i urządzenia elektroniczne przed niepożądanym promieniowaniem EM. Opracowanie obudów z perforacjami o wysokiej skuteczności ekranowania zależy od prawidłowej analizy procesów wnikania ultrakrótkich impulsów EM do ich wnętrza oraz analizy dalszego rozwoju pola EM wewnątrz obudów. Dotychczasowe metody badawcze i praktyczne stosowane w dziedzinie kompatybilności EM są mało przydatne do analizowania oddziaływania ultrakrótkich impulsów EM z małymi metalowymi obudowami ekranującymi z perforacjami.

Celem niniejszej rozprawy doktorskiej było poznanie mechanizmów wnikania subnanosekundowego impulsu płaskiej fali EM do wnętrza metalowej obudowy ekranującej z perforacją i rozwoju w nim pola EM oraz ilościowa ocena skuteczności ekranowania wnętrza obudowy przed tym impulsem. Teza badawcza została sformułowana następująco: możliwe jest określenie skuteczności antyelektromagnetycznego ekranowania wnętrza niewysokiej metalowej obudowy z perforacją technologiczną na podstawie analizy symulacji procesu wnikania subnanosekundowego impulsu płaskiej fali EM dużej mocy do jej wnętrza.

Otrzymane w ramach niniejszej rozprawy wyniki pozwoliły lepiej zrozumieć mechanizmy wnikania i rozwoju pola EM indukowanego wewnątrz metalowej obudowy ekranującej z otworem wywołane działaniem subnanosekundowego impulsu płaskiej fali EM. Analiza tych mechanizmów była niezbędna do oceny skuteczności ekranowania wnętrza obudowy z otworem. Jak dotąd przypadek interakcji subnanosekundowego impulsu zaburzającego dużej mocy z metalową obudową ekranującą z otworem nie został przebadany i opisany w literaturze przedmiotu.

Proces wnikania impulsu zaburzającego do wnętrza obudowy jest złożonym zjawiskiem elektromagnetycznym. Wyniki przeprowadzonych badań symulacyjnych procesu wnikania i rozwoju pola EM wewnątrz obudowy ekranującej z otworem zaowocowały dwu- i trójwymiarowymi obrazami, które wizualizują morfologię pola elektrycznego i pola magnetycznego wewnątrz obudowy z otworem dla dwóch polaryzacji impulsu zaburzającego: pionowej i równoległej. W ramach niniejszej rozprawy doktorskiej wykonane zostały również krótkie, testowe symulacje dla przypadku impulsu zaburzającego z tzw. polaryzacją skręconą. Jednak wykonane testy wykazały, że otrzymane wyniki są trudne do interpretacji i mało przydatne pod względem merytorycznym.

Analiza procesów wnikania impulsu elektromagnetycznego do wnętrza obudowy umożliwiła wykrycie istnienia dwóch faz rozwoju pola EM w małej niewysokiej metalowej obudowie ekranującej z otworem: fazy falowej i fazy interferencyjnej. W pierwszej, falowej fazie rozwoju pola elektromagnetycznego wewnątrz obudowy powstają pierwotne a potem wtórne (np. po odbiciu się fal pierwotnych od ścian bocznych obudowy) fale EM składające się ze sprzężonych fal elektrycznych i magnetycznych. W przypadku polaryzacji pionowej fale te przyjmują kształt niepełnych pierścieni o przekroju podłużnym podobnym do sierpa Księżyca i prostokątnym przekroju poprzecznym. Natomiast w przypadku polaryzacji równoległej powstają fale o geometrii u-kształtnego walca o owalnym przekroju poprzecznym z podstawami walca zaczynającymi się i kończącymi na wewnętrznej powierzchni przedniej ściany obudowy. W fazie interferencyjnej w przypadku obu polaryzacji pole EM we wnętrzu obudowy przyjmuje postać skomplikowanych przestrzennych form geometrycznych, trudnych do zobrazowania. W tej fazie rozwoju pola EM wewnątrz obudowy łatwiejsze dla percepcji są dwuwymiarowe rozkłady pola EM w wybranych przekrojach wnętrza obudowy. Rozkłady pola EM przedstawione na tych przekrojach nazywane są ze względu na nietypową geometrię mozaikami interferencyjnymi pola elektrycznego i magnetycznego. Symulacje wykazały, że fale pierwotne i wtórne oraz mozaiki interferencyjne pola elektrycznego i magnetycznego przemieszczają się od przedniej do tylnej ściany obudowy, doznając od nich kolejnych odbić. Ta część energii tego oscylującego pola EM „wypływa” z obudowy przez otwór przy kolejnych odbiciach od ściany przedniej, wskutek czego natężenie pola elektrycznego i magnetycznego wewnątrz obudowy maleje w czasie. W obu fazach rozwoju rozkłady pola elektrycznego i magnetycznego we wnętrzu obudowy są symetryczne względem osi z.

W wyniku oddziaływania impulsu zaburzającego na metalowe powierzchnie obudowy następuje zaburzenie jej stanu neutralności elektrycznej spowodowane migracją elektronów swobodnych na jej wewnętrznych i zewnętrznych powierzchniach. W wyniku tych migracji powstają obszary dodatniego i ujemnego ładunku elektrycznego. Część impulsu zaburzającego, która wnika przez otwór do wnętrza obudowy powoduje ruch elektronów swobodnych na wewnętrznych ścianach obudowy i powstawanie na nich obszarów ładunku elektrycznego, nazwanych w tej rozprawie „parami wysp komplementarnych ładunków elektrycznych”. Pary wysp komplementarnych ładunków elektrycznych są źródłami pola EM we wnętrzu obudowy. Tworzą one razem z polem EM, które wniknęło przez otwór do wnętrza obudowy falowe struktury elektryczne, które przemieszczają się w głąb obudowy. Strukturom elektrycznym towarzyszą odpowiednie struktury pola magnetycznego. Wyniki analizy zachowania się

ładunku elektrycznego na wewnętrznych ścianach obudowy przyczyniła się do głębszego wyjaśnienia pochodzenia i natury pola EM we wnętrzu obudowy.

Badania wykazały, że zarówno w przypadku polaryzacji pionowej, jak i równoległej, impuls zaburzający inicjuje we wnętrzu obudowy z otworem serię sprzężonych ze sobą pól elektrycznych i magnetycznych tworzących ciąg subnanosekundowych EM impulsów wewnętrznych rozchodzących się od otworu w stronę tylnej ściany obudowy.

Przedstawione wyniki symulacji rozkładów pola elektrycznego i magnetycznego, ładunku elektrycznego i prądu powierzchniowego na ścianach zewnętrznych obudowy pozwoliły na analizę zjawisk elektromagnetycznych, które mają wpływ na procesy zachodzące we wnętrzu obudowy i na ich podstawie przedstawienie autorskich modeli wnikania impulsu zaburzającego do wnętrza obudowy dla polaryzacji pionowej i równoległej impulsu zaburzającego. W sformułowaniu powyższych modeli ważną rolę odegrało prześledzenie migracji elektronów swobodnych nie tylko na powierzchniach wewnętrznych obudowy, ale także na zewnętrznych powierzchniach obudowy.

W obu przypadkach, zarówno dla polaryzacji pionowej, jak i równoległej, powstają podobne ciągi subnanosekundowych EM impulsów wewnętrznych. Amplitudy impulsów wewnętrznych są mniejsze niż maksymalna amplituda impulsu zaburzającego i zmniejszają się z czasem w wyniku wypływu energii EM przez otwór. Mimo ekranowania amplitudy EM impulsów wewnętrznych są jednak wystarczająco duże, aby spowodować zagrożenie elektromagnetyczne wewnątrz badanej obudowy.

Z powyższego wynika, że zastosowanie obudowy ekranującej z perforacją technologiczną może być pozorną ochroną przed zewnętrznym subnanosekundowym impulsem EM. Wprawdzie jak wynika z symulacji, amplitudy pola EM we wnętrzu są mniejsze od amplitudy impulsu zaburzającego to obecność obudowy istotnie zmienia charakter oddziaływania pola EM w przestrzeni, którą ona ma chronić. W przypadku bezpośredniego oddziaływania zewnętrznego impulsu zaburzającego na niechroniony punkt w otwartej przestrzeni, oddziaływanie tego impulsu na ten punkt jest jednorazowym aktem oddziaływania silnego subnanosekundowego pola EM. Natomiast po zastosowaniu obudowy ekranującej, powstające w niej ciągi subnanosekundowych EM impulsów wewnętrznych oddziałują na dany punkt w obudowie wielokrotnie (setki razy) w wskutek tego może nastąpić znaczące pogorszenie rzeczywistej skuteczności ekranowania wnętrza obudowy z otworem.

Zobrazowane szczegółowo i przeanalizowane w tej pracy czasowo i przestrzennie zmieniające się pole elektromagnetyczne w obudowie z otworem posłużyło do wprowadzenia nowej definicji skuteczności ekranowania w dziedzinie czasu i wyznaczenia tzw. lokalnych

charakterystyk czasowych i 2-wymiarowych globalnych map skuteczności ekranowania. Lokalne charakterystyki czasowe skuteczności ekranowania wyznaczone zostały z zależności natężenia pola elektrycznego i magnetycznego w wybranych punktach we wnętrzu obudowy w funkcji czasu. Wprowadzone po raz pierwszy w tematyce skuteczności ekranowania globalne mapy SE przedstawiają liczbowe wartości skuteczności ekranowania jednocześnie we wszystkich punktach wybranych przekrojów wnętrza obudowy. Mapy te umożliwiają bardzo szybką ocenę skuteczności ekranowania wnętrza obudowy.

Najważniejsze wyniki tej pracy to:

- 1) obrazy 3D i 2D wizualizujące morfologię pola elektrycznego i pola magnetycznego w czasie procesu wnikania i rozwoju pola EM wewnątrz obudowy ekranującej,
- 2) wykrycie istnienia dwóch faz rozwoju pola EM w małej niewysokiej metalowej obudowie ekranującej z otworem: fazy falowej i fazy interferencyjnej,
- 3) rozkłady ładunku elektrycznego na wewnętrznych powierzchniach obudowy,
- 4) rozkłady pola elektrycznego i pola magnetycznego, ładunku elektrycznego oraz prądu powierzchniowego na zewnętrznych powierzchniach obudowy,
- 5) wyjaśnienie pochodzenia i natury pola EM we wnętrzu obudowy dla dwóch polaryzacji impulsu zaburzającego,
- 6) autorskie modele wnikania impulsu elektromagnetycznego do wnętrza obudowy dla dwóch polaryzacji impulsu zaburzającego,
- 7) charakterystyki czasowe natężenia pola elektrycznego i magnetycznego w wybranych punktach wnętrza obudowy,
- 8) wykrycie i opis zmiany charakteru zaburzenia elektromagnetycznego we wnętrzu obudowy ekranującej z otworem, polegającego na powstaniu we wnętrzu obudowy ciągu tzw. subnanosekundowych EM impulsów wewnętrznych,
- 9) lokalne charakterystyki czasowe skuteczności ekranowania pola elektrycznego i magnetycznego,
- 10) dwuwymiarowe globalne mapy skuteczności ekranowania pola elektrycznego i pola magnetycznego dla wybranych czasów,
- 11) powiązanie skuteczności ekranowania wnętrza obudowy z fizycznymi procesami (m.in. z migracją elektronów swobodnych) zachodzącymi na metalowych powierzchniach obudowy z otworem w czasie procesów wnikania i rozwoju pola EM wewnątrz obudowy z otworem.

Przedstawione w niniejszej rozprawie doktorskiej wyniki badań symulacyjnych procesów wnikania i rozwoju pola EM wewnątrz obudowy ekranującej z otworem oraz analizy

skuteczności ekranowania wnętrza obudowy przed impulsem zaburzającym potwierdzają, że postawione zadanie badawcze zostało rozwiązane. Przeprowadzona w niniejszej pracy analiza procesów wnikania impulsu zaburzającego do wnętrza obudowy dla dwóch przypadków polaryzacji: pionowej i równoległej wykazała, że możliwe jest opisanie i wyznaczenie skuteczności antyelektromagnetycznego ekranowania wnętrza małej niewysokiej metalowej obudowy z perforacją technologiczną na podstawie wyników symulacji procesów wnikania subnanosekundowego impulsu płaskiej fali EM dużej mocy do jej wnętrza. Znaczący to, że postawiona teza badawcza została w niniejszych badaniach potwierdzona.

Uzyskane wyniki naukowe oraz nabyte doświadczenie w zakresie symulacji komputerowej pól elektromagnetycznych jest bazą do dalszych badań parametrycznych skuteczności ekranowania wnętrza obudowy ekranującej z perforacjami. Przede wszystkim duże znaczenie praktyczne będą miały badania optymalizujące geometrię obudowy i perforacji pod kątem zwiększenia skuteczności ekranowania wnętrza obudowy.

Literatura

- [1] Sabath F., Threads of Electromagnetic Terrorism, EUROEM 2012, Book of abstracts, EUROEM 2012 – ONERA, Toulouse, France, 2012
- [2] High Power Microwave Technology and Effects, University of Maryland Short Course Presented to MSIC Redstone Arsenal, Alabama August 8-12, 2005
- [3] Kopp C., Pose R., The impact of electromagnetic radiation considerations on computer system architecture. Dept. of Computer Science, Monash University, Clayton, Victoria, Australia, 2016
- [4] Norma IEC 61000-2-13, EMC, Highpower electromagnetic (HPEM) environments - radiated and conducted, Norma IEC 61000-2-13, First edition, 2005-03
- [5] Giri D. V., Tesche F. M., Classification of Intentional Electromagnetic Environments (IEME), IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, vol. 46, issue: 3, 322 - 328, Aug. 2004
- [6] Diendorfer G., Induced voltage on an overhead line due to nearly lightning, IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, vol. EMC-32, 292-299, 1979
- [7] Chen J. Y., Gandhi O. P., Currents induced in an anatomically based model of a human for exposure to vertically polarized electromagnetic pulses, IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol. 39, 31-39, Jan. 1991
- [8] Xie F.; Cao B., Liu C. L., Damage efficiency research of PCB components under strong electromagnetic pulse, Applied Mechanics and Materials, vol. 130, 1383-1386, 2012
- [9] Giri D.V., Tesche F.M., An Overview of High-Power Electromagnetic (HPEM) Radiating and Conducting Systems, Circuit and Electromagnetic Notes, Note 50, 1 - 19 Feb. 2006
- [10] Sabath F., Bäckström M., Nordstrom B., Serafin D., Kaiser A., Nitsch D., Overview of Four European High-Power Microwave Narrow-Band Test Facilities, IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, vol 46, no. 3, 329-334, Aug. 2004
- [11] Prather W. D., Baum C. E., Torres R. J., Sabath F., Nitsch D., Survey of Worldwide High-Power Wideband Capabilities,” IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, vol. 46, no. 3, 335-344, August 2004
- [12] Sabath F., System oriented view on high-power electromagnetic (HPEM) effects and intentional electromagnetic interference (IEMI), XXIX URSI General Assembly, 2008
- [13] Chmielińska J., Kuchta M., Kubacki R., Dras M., Wierny K., Wybrane metody ochrony urządzeń elektronicznych przed bronią elektromagnetyczną, Organ, 1, 16, 2016

- [14] Kaczmarek A., Namiotko R., Szacowanie progów podatności urządzeń infrastruktury krytycznej na oddziaływanie impulsowego pola elektromagnetycznego dużej mocy, *Przegląd Elektrotechniczny*, 90(7), 175-178, 2014
- [15] Secretary of the Air Force, Air Force Manual 33-282, Computer Security, January 15, 2015
- [16] IEEE Standard Method for Measuring the Shielding Effectiveness of Enclosures and Boxes Having all Dimensions between 0.1 m and 2 m, IEEE Standard 299.1-2013, 2014
- [17] Dawson J. F., Marvin A. C., Robinson M. P., Flintoft I. D., On the meaning of enclosure shielding effectiveness, *International Symposium on Electromagnetic Compatibility (EMC EUROPE)*, 746-751, IEEE, 2018
- [18] Kubik Z., Skála J., Shielding effectiveness simulation of small perforated shielding enclosures using FEM, *Energies*, 9(3), 129, 2016
- [19] Shourvarzi A., Joodaki M., Shielding effectiveness estimation of a metallic enclosure with an aperture using S-parameter analysis: analytic validation and experiment, *IEEE Transactions on electromagnetic compatibility*, 59(2), 537-540, 2016
- [20] Ren D., Du P., He Y., Chen K., Luo J. W., Michelson D. G., A fast calculation approach for the shielding effectiveness of an enclosure with numerous small apertures, *IEEE Transactions on electromagnetic compatibility*, 58(4), 1033-1041, 2016
- [21] Celozzi S., Araneo R., TD-Shielding effectiveness of enclosures in presence of ESD, *Proc. EMC Eur. Symp.*, 541–544, 2 - 6 Sep. 2013
- [22] Celozzi S., New figures of merit for the characterization of the performance of shielding enclosures, *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, vol. 46, no. 1, Feb. 2004
- [23] Klinkenbusch L., On the shielding effectiveness of enclosures, *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, vol. 47, no. 3, 589–601, Aug. 2005
- [24] Araneo R., Celozzi S., Toward a definition of the shielding effectiveness in the time-domain, *Proc. IEEE Electromagn. Compat. Symp.*, 113–117, 5 - 9 Aug. 2013
- [25] Celozzi S., Araneo R. Alternative definitions for the time-domain shielding effectiveness of enclosures, *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility* 56(2), 482–485, 2014
- [26] Araneo R., Attolini G., Celozzi S., Lovat G., A global approach to time-domain shielding problems, *IEEE Int. Symp. Electromagn. Compat.*, 86–90, 4 – 8 Aug. 2014
- [27] Cai X., Sun X., Zhao X., A total energy reduction shielding effectiveness description for enclosures, *Int. J. of Applied Electromagnetics and Mechanics*, 50, 283-295, 2016

- [28] Araneo R., Attolini G., Celozzi S., Lovatt G., Time-domain Shielding Performance of Enclosures: A Comparison of Different Global Approaches, *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, 58(2), 434-441, 2016
- [29] Basyigit I. B., Caglar M.F., Helhel S., Magnetic shielding effectiveness and simulation analysis of metallic enclosures with apertures, *Proceedings of the 9th International Conference on Electrical and Electronics Engineering (ELECO)*, Bursa, Turkey, 328–331, 2015
- [30] Dehkhoda P., Tavakoli A., Azadifar M., Shielding effectiveness of an enclosure with finite wall thickness and perforated opposing walls at oblique incidence and arbitrary polarization by GMMoM, *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, vol. 54, no. 4, 792–805, 2012
- [31] Nie B. L., Du P., An efficient and reliable circuit model for the shielding effectiveness prediction of an enclosure with an aperture, *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, vol. 57, no. 3, 357–364, 2015
- [32] Hao C., Li D., Simplified model of shielding effectiveness of a cavity with apertures on different sides, *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, vol. 56, no. 2, 335–342, 2014
- [33] <https://about.keysight.com/en/newsroom/pr/2016/01mar-nrb16031.shtml>
- [34] Vasylychenko A., Schols Y., De Raedt W., Vandenbosch G. A. E., Quality assessment of computational techniques and software tools for planar antenna analysis, *IEEE Antennas Propagat. Magazine*, vol, 51, no. 1, 23-38, Feb. 2009
- [35] Vandenbosch G. A. E., Vasylychenko A., A Practical Guide to 3D Electromagnetic Software Tools, In *Microstrip Antennas*, 2011
- [36] EMDS, User Guide, 2009
- [37] Sadiku M., *Numerical Techniques in Electromagnetics*, CRC Press, 2nd ed., 2001
- [38] Weiland T., RF & Microwave Simulators - from Component to System *Proceedings of European Microwave Week (EUMW 2003)*, München, vol. 2, 591 – 596, 2003
- [39] <http://www.megaimpulse.com/products/pico/> [dostęp 06.2024]
- [40] Saleh B. E. A., Teich M. C., *Fundamentals of photonics*, John Wiley & Sons, Inc., Chapter 6, 193 – 237, 1991
- [41] Pozar D. M., *Microwave engineering*, John wiley & sons, Inc., 3rd ed., 278, 2005
- [42] Budnarowska M., Mizeraczyk J., Wpływ wymiarów otworu w obudowie ekranującej pole elektromagnetyczne na jej częstotliwość rezonansową-symulacja komputerowa, *Przegląd Elektrotechniczny*, 2023(9), 2023

- [43] Griffiths D. J., Podstawy elektrodynamiki, Wydawnictwo Naukowe PWN, Warszawa, str. 120-127, str. 316-319, 364-366, 425-430, 2001
- [44] Jackson J. D., Elektrodynamika klasyczna, Państwowe Wydawnictwo Naukowe, Warszawa, str. 73-78, 92-95, 135-140, 284-291, 294-296, 329-334, 1982
- [45] Mizutani U., Introduction to the Electron Theory of Metals, Cambridge University Press, str. 249-254, 2003
- [46] Saslov W., Electricity, Magnetism, and Light, Elsevier Inc., str. 159-177, 2002
- [47] Hayt W. H., Jr., Buck J. A., Engineering Electromagnetics, McGraw Hill, Eighth Edition, str. 109-142, 387-394, 2012
- [48] <https://www.physicsclassroom.com/class/estatics> [pobrane w 2024]
- [49] Young H. D., Freedman R. A., University Physics with Modern Physics, Pearson Education, Limited, 15th Edition, str. 706-1104, 2020
- [50] Wang Y., Keller C., Electromagnetism, Zhejiang University Press, 1993
- [51] McDonald K. T., Electromagnetic Fields in a Perfect Conductor, 2015
- [52] Hughes S., Scott Hughes Lectures, MIT, Lecture 5 - Fields and Potentials around Conductors, str. 46-53, 2005
- [53] Purcell E. M., Morin D. J., Electricity and Magnetism, Cambridge University Press, 3rd Edition 2013, Chapter 3 Electric Fields around Conductors, str. 124-176, 2013
- [54] Lang P. F., The Number of Free Electrons per Atom in a Metallic Conductor, Qeios, 2023
- [55] Fitzpatrick R., Thermodynamics & Statistical Mechanics, Conduction Electrons in a Metal, 2006
- [56] Colling R.E., Foundations for Microwave Engineering, Second Edition, Mcgraw Hill Higher Education, 284, 1992
- [57] Chew W. C., Lectures on Electromagnetic Field Theory, Purdue University, str. 60-65, 425-437, 2023
- [58] Budnarowska M., Mizeraczyk J., Temporal and Spatial Development of the EM Field in a Shielding Enclosure with Aperture after Transient Interference Caused by a Subnanosecond High-Energy EM Plane Wave Pulse, Energies, 14(13), 3884, 2021
- [59] Budnarowska M., Mizeraczyk J., Bargieł K., Development of the EM field in a shielding enclosure with aperture after interference caused by a subnanosecond high-power parallelly polarized EM plane wave pulse, Energies, 16(2), 585, 2023
- [60] Korte S., Garbe H., Breakdown Behaviour of electronics at variable pulse repetition rates, Adv. Radio Sci., 4, 7-10, 2006

- [61] Dobrowolski J. A., Technika wielkich częstotliwości, Oficyna Wydawnicza Politechniki Warszawskiej, 182, 2001
- [62] Marvin A.C., Dawson J.F., Ward S., Dawson L., Clegg J., Weissenfeld A., A proposed new definition and measurement of the shielding effect of equipment enclosures, IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, vol. 46, no. 3, 459-468, Aug. 2004
- [63] Klinkenbusch L., On the shielding effectiveness of enclosures, , IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, vol. 47, no. 3, 589-601, Aug. 2005

Spis rysunków

- Rys. 1. Przykładowe strefy bezpieczeństwa - rysunek poglądowy.
- Rys. 2. Schemat geometrii badanej obudowy z otworem umieszczonej w prostokątnym układzie współrzędnych. Początek układu współrzędnych znajduje się w geometrycznym środku obudowy. Impuls płaskiej fali EM propaguje w kierunku $-z$. F – ściana przednia, T – ściana tylna, G – ściana górna, D – ściana dolna, L – ściana lewa, P – ściana prawa. Wymiary otworu wynoszą $A = 30 \text{ mm} \times B = 80 \text{ mm}$.
- Rys. 3. Charakterystyki czasowe subnanosekundowych impulsów elektromagnetycznych generowanych przez: a) pikosekundowy generator impulsowy PPG0121; b) urządzenie IRA II (natężenie pole elektryczne mierzone w odległości 15m od urządzenia) [11, 39].
- Rys. 4. Subnanosekundowy impuls płaskiej fali elektromagnetycznej o kształcie gaussowskim - rozkład czasowy.
- Rys. 5. Widmo subnanosekundowego impulsu płaskiej fali elektromagnetycznej o kształcie gaussowskim.
- Rys. 6. Polaryzacja pionowa. Rozwój 3D pola elektrycznego i magnetycznego (moduły natężenia pola) we wnętrzu obudowy. Zewnętrzną granicą obszaru wizualizacyjnego są powierzchnie wewnętrzne ścian obudowy. Lewa kolumna - pole elektryczne; prawa kolumna - pole magnetyczne. Na rys. 6a-6i zaznaczono aktualną pozycję impulsu zaburzającego.
- Rys. 7. Polaryzacja pionowa. Rozwój 2D pola elektrycznego i magnetycznego we wnętrzu obudowy w płaszczyźnie xz ($y = 0$). Lewa kolumna - pole elektryczne; prawa kolumna - pole magnetyczne. W okręgach podano wartości modułu natężenia pola elektrycznego (w 10^5 V/m) i pola magnetycznego (w 10^3 A/m).
- Rys. 8. Polaryzacja pionowa. Rozkład modułu natężenia pola elektrycznego w płaszczyźnie xz dla $y = 0$ w chwili $t = 0,54 \text{ ns}$ w okolicy przedniej ściany obudowy z otworem.
- Rys. 9. Polaryzacja pionowa. Pole elektryczne i pole magnetyczne w płaszczyźnie xz ($y = 0$) dla kilku wybranych przypadków: a) formowanie się pierwszej fali pierwotnej P1 za otworem ($t = 0,245 \text{ ns}$), b) rozwinięte fale pierwotne P1 i P2 ($t = 0,58 \text{ ns}$), c) fale pierwotne P1, P2, P3, i P4 ($t = 0,985 \text{ ns}$).
- Rys. 10. Polaryzacja pionowa. Pole elektryczne i pole magnetyczne w obudowie w płaszczyźnie xz dla $y = 0$ w chwili: a) $t = 1,40 \text{ ns}$ i b) $t = 10 \text{ ns}$. Wektory pola elektrycznego są prostopadłe do płaszczyzny $y = 0$. Wektory pola elektrycznego skierowane w głąb rysunku zaznaczone są kolorem czarnym, a wychodzące kolorem czerwonym.
- Rys. 11. Polaryzacja pionowa. Na rysunkach przedstawione są rozkłady modułu składowej normalnej pola elektrycznego E_n na wewnętrznych ścianach obudowy, do którego proporcjonalna jest gęstość powierzchniowa ładunku elektrycznego σ . W okręgach podano wartości modułu składowej normalnej pola elektrycznego w kV/m . Gęstości powierzchniowe ładunku

elektrycznego można wyliczyć, korzystając ze wzoru $\sigma_s = \frac{E_n}{\varepsilon_0}$, gdzie E_n jest modułem składowej normalnej pola elektrycznego, $\varepsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12}$ F/m jest przenikalnością elektryczną próżni. Rysunki ilustrują rozwój ładunku elektrycznego na wewnętrznych ścianach obudowy dla wybranych czasów podczas oddziaływania impulsu zaburzającego na przednią ścianę obudowy. Kolorem niebieskim oznaczono wyspy z ujemnym ładunkiem elektrycznym, kolorem czerwonym – wyspy z dodatnim ładunkiem elektrycznym.

Rys. 12. Polaryzacja pionowa. Na rysunkach przedstawione są rozkłady modułu składowej normalnej pola elektrycznego E_n na wewnętrznych ścianach obudowy, do którego proporcjonalna jest gęstość powierzchniowa ładunku elektrycznego σ . W okręgach podano wartości modułu składowej normalnej pola elektrycznego w kV/m. Gęstości powierzchniowe ładunku elektrycznego można wyliczyć, korzystając ze wzoru $\sigma_s = \frac{E_n}{\varepsilon_0}$, gdzie E_n jest modułem składowej normalnej pola elektrycznego, $\varepsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12}$ F/m jest przenikalnością elektryczną próżni. Rysunki ilustrują rozwój ładunku elektrycznego na wewnętrznych ścianach obudowy dla wybranych czasów podczas oddziaływania impulsu zaburzającego na przednią ścianę obudowy. Kolorem niebieskim oznaczono wyspy z ujemnym ładunkiem elektrycznym, kolorem czerwonym – wyspy z dodatnim ładunkiem elektrycznym.

Rys. 13. Polaryzacja pionowa. Rozkłady składowej normalnej pola elektrycznego na zewnętrznych ścianach obudowy ekranującej dla wybranych czasów podczas propagacji impulsu zaburzającego od przedniej ściany w głąb obudowy. Na rysunkach zaznaczono aktualną pozycję impulsu zaburzającego.

Rys. 14. Polaryzacja pionowa. Rozkład składowej normalnej natężenia pola elektrycznego na zewnętrznej powierzchni dolnej ściany obudowy w chwili $t = 0,830$ ns.

Rys. 15. Polaryzacja pionowa. Rozkłady składowej stycznej natężenia pola magnetycznego na zewnętrznych ścianach obudowy ekranującej dla wybranych czasów podczas propagacji impulsu zaburzającego od przedniej do tylnej ściany obudowy. Na rysunkach zaznaczono aktualną pozycję impulsu zaburzającego.

Rys. 16. Polaryzacja pionowa. Rozkład składowej stycznej natężenia pola magnetycznego w chwili $t = 0,830$ ns. Widok na zewnętrzną powierzchnię dolnej ściany obudowy.

Rys. 17. Polaryzacja pionowa. Rozkłady składowej stycznej natężenia pola magnetycznego przy krawędziach otworu na zewnętrznej przedniej ścianie obudowy dla wybranych czasów podczas propagacji impulsu zaburzającego od przedniej do tylnej ściany obudowy. Pozycja impulsu zaburzającego dla każdego z przypadków – patrz rys. 15.

Rys. 18. Polaryzacja pionowa. Konturowe rozkłady ładunku elektrycznego na zewnętrznych ścianach obudowy ekranującej dla wybranych czasów podczas propagacji impulsu zaburzającego od przedniej do tylnej ściany obudowy. Prezentacja za pomocą konturów obszarów z ładunkiem

elektrycznym. Kolor niebieski oznacza ujemny ładunek elektryczny, kolor czerwony - dodatni ładunek elektryczny. Na rysunkach zaznaczono aktualną pozycję impulsu zaburzającego.

- Rys. 19. Polaryzacja pionowa. Konturowy rozkład ładunku elektrycznego w chwili $t = 0,830$ ns. Widok na zewnętrzną powierzchnię dolnej ściany obudowy.
- Rys. 20. Polaryzacja pionowa. Rozkład prądu powierzchniowego na zewnętrznych ścianach obudowy dla wybranych czasów podczas propagacji impulsu zaburzającego od przedniej ściany w głąb obudowy. Na rysunkach zaznaczono aktualną pozycję impulsu zaburzającego.
- Rys. 21. Polaryzacja pionowa. Rozkład prądu powierzchniowego w chwili $t = 0,830$ ns. Widok na zewnętrzną powierzchnię dolnej ściany obudowy.
- Rys. 22. Polaryzacja pionowa. Rozkład prądu powierzchniowego przy krawędziach otworu dla wybranych czasów podczas propagacji impulsu zaburzającego od przedniej ściany w głąb obudowy. Wektory pokazują kierunek przepływu umownego prądu elektrycznego (kierunek prądu elektronów jest przeciwny). W okręgach - wartości natężenia liniowej gęstości (umownego) prądu powierzchniowego w A/m. Pozycja impulsu zaburzającego – patrz rys. 18 i 20.
- Rys. 23. Polaryzacja pionowa. Wczesna faza wnikania impulsu zaburzającego do wnętrza obudowy i rozwój pola elektrycznego we wnętrzu obudowy przy krawędziach otworu: a) $t = 0,138$ ns, b) $t = 0,178$ ns w płaszczyźnie yz dla $x = 0$. GPF – pole wnikające geometrycznie, ECF – pole elektryczne pochodzące od ładunków elektrycznych znajdujących się na zewnętrznej i wewnętrznej powierzchni przedniej ściany obudowy. Skala barw nie odzwierciedla faktycznych wartości amplitudy natężenia pola elektrycznego dla dużych wartości (powyżej wartości $2 \cdot 10^5$ V/m wszystkie wektory są koloru czerwonego). Zaznaczono położenie impulsu zaburzającego względem płaszczyzny przedniej ściany obudowy.
- Rys. 24. Polaryzacja pionowa. Mapy wektorowe rozwoju pola elektrycznego we wnętrzu obudowy w płaszczyźnie yz ($x = 0$) dla kilku wybranych czasów. W chwili $t = 0$ początek impulsu zaburzającego przechodzi przez przednią ścianę obudowy. a) $t = 0,2129$ ns (tylna połowa maksymalnej amplitudy impulsu zaburzającego znajduje się na wysokości przedniej ściany obudowy), b) $t = 0,325$ ns (impuls zaburzający minął przednią ścianę obudowy), c) $t = 0,40$ ns, d) $t = 0,45$ ns, e) $t = 0,54$ ns i f) $t = 0,81$ ns - impuls zaburzający oddala się od przedniej ściany obudowy. Na rys. 24b-24f przedstawiono moduł natężenia pola elektrycznego wzdłuż kierunku z .
- Rys. 25. Polaryzacja pionowa. Czas $t = 0,350$ ns. a) Pary obszarów komplementarnych ładunków elektrycznych Q_{1+} i Q_{1-} oraz Q_{2+} i Q_{2-} na wewnętrznych ścianach obudowy (dolnej i górnej), b) Fale pierwotne P1 i P2 wewnątrz obudowy z otworem (podrozdział 6.1). Pokazane jest aktualne położenie impulsu zaburzającego.

- Rys. 26. Polaryzacja pionowa. Czas $t = 0,810$ ns (pokazane jest aktualne położenie impulsu zaburzającego). Rozkłady ładunku elektrycznego na wewnętrznych ścianach obudowy (dolnej i górnej) – a). Widok 3D rozkładu modułu pola elektrycznego we wnętrzu obudowy – b).
- Rys. 27. Polaryzacja równoległa. Rozwój 3D pola elektrycznego i magnetycznego (moduły wektora natężenia pola) we wnętrzu obudowy. Zewnętrzną granicą obszaru wizualizacyjnego są powierzchnie wewnętrzne ścian obudowy. Lewa kolumna - pole elektryczne; prawa kolumna - pole magnetyczne. Zwrócić uwagę na skokowe zmiany skali barw przedstawiającej amplitudy natężenia pola elektrycznego i magnetycznego. Na rys. 27a-27i zaznaczono aktualną pozycję impulsu zaburzającego. Q_{i+} , Q_{i-} ($i = 1, 2$) - sprzężone obszary ładunków elektrycznych (patrz podrozdział 7.2).
- Rys. 28. Polaryzacja równoległa. Rozwój 2D pola elektrycznego i magnetycznego (moduły wektora natężenia pola) we wnętrzu obudowy w płaszczyźnie xz dla $y = 0$. Lewa kolumna - pole elektryczne; prawa kolumna - pole magnetyczne. W okręgach podano wartości amplitud pola elektrycznego (w 10^5 V/m) i pola magnetycznego (w 10^3 A/m).
- Rys. 29. Polaryzacja równoległa. Na rysunkach przedstawione są rozkłady modułu składowej normalnej pola elektrycznego E_n na wewnętrznych ścianach obudowy, do którego proporcjonalna jest gęstość powierzchniowa ładunku elektrycznego σ_s . W okręgach podano wartości modułu składowej normalnej pola elektrycznego w kV/m. Gęstości powierzchniowe ładunku elektrycznego można wyliczyć, korzystając ze wzoru $\sigma_s = \frac{E_n}{\epsilon_0}$, gdzie E_n jest modułem składowej normalnej pola elektrycznego, $\epsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12}$ F/m jest przenikalnością elektryczną próżni. Rysunki ilustrują rozwój ładunku elektrycznego na wewnętrznych ścianach obudowy dla wybranych czasów podczas oddziaływania impulsu zaburzającego na przednią ścianę obudowy. Kolorem niebieskim oznaczono wyspy z ujemnym ładunkiem elektrycznym, kolorem czerwonym – wyspy z dodatnim ładunkiem elektrycznym.
- Rys. 30. Polaryzacja równoległa. Rysunki ilustrują rozwój ładunku elektrycznego na wewnętrznych ścianach obudowy ekranującej dla wybranych czasów. Kolor niebieski oznacza ujemny ładunek elektryczny, kolor czerwony – dodatni ładunek elektryczny. W okręgach podano wartości modułu składowej normalnej pola elektrycznego w kV/m. Na rysunkach przedstawiony jest moduł składowej normalnej pola elektrycznego, do którego proporcjonalna jest gęstość powierzchniowa ładunku elektrycznego. Na powierzchni wewnętrznej lewej ściany bocznej obudowy istnieją zwierciadlane wyspy ładunku elektrycznego (niepokazane razem).
- Rys. 31. Polaryzacja równoległa. Wektorowe rozkłady składowej normalnej natężenia pola elektrycznego na zewnętrznych ścianach obudowy ekranującej dla wybranych czasów. Na rysunkach zaznaczono aktualną pozycję impulsu zaburzającego.

- Rys. 32. Polaryzacja równoległa. Wektorowy rozkład składowej normalnej natężenia pola elektrycznego na zewnętrznych ścianach obudowy w chwili $t = 0,830$ ns. Widok na zewnętrzną powierzchnię dolnej ściany obudowy ekranującej.
- Rys. 33. Polaryzacja równoległa. Konturowe rozkłady ładunku elektrycznego na zewnętrznych ścianach obudowy dla wybranych czasów. Kolor niebieski oznacza ujemny ładunek elektryczny, kolor czerwony - dodatni ładunek elektryczny. Na rysunkach zaznaczono aktualną pozycję impulsu zaburzającego.
- Rys. 34. Polaryzacja równoległa. Konturowy rozkład ładunku elektrycznego na zewnętrznych ścianach obudowy w chwili $t = 0,830$ ns. Widok na zewnętrzną dolną ścianę obudowy ekranującej.
- Rys. 35. Polaryzacja równoległa. Rozkłady prądu powierzchniowego na zewnętrznych ścianach obudowy ekranującej dla wybranych czasów. Na rysunkach zaznaczono aktualną pozycję impulsu zaburzającego.
- Rys. 36. Polaryzacja równoległa. Rozkład prądu powierzchniowego w chwili $t = 0,830$ ns. Widok na zewnętrzną dolną ścianę obudowy ekranującej.
- Rys. 37. Polaryzacja równoległa. Rozkład prądu powierzchniowego przy krawędziach otworu dla wybranych czasów.
- Rys. 38. Polaryzacja równoległa. Rozkłady składowej stycznej natężenia pola magnetycznego na zewnętrznych ścianach obudowy ekranującej dla wybranych czasów. Na rysunkach zaznaczono aktualną pozycję impulsu zaburzającego.
- Rys. 39. Polaryzacja równoległa. Rozkład składowej stycznej natężenia pola magnetycznego w chwili $t = 0,830$ ns. Widok na zewnętrzną dolną ścianę obudowy ekranującej.
- Rys. 40. Polaryzacja równoległa. Rozkłady składowej stycznej natężenia pola magnetycznego przy krawędziach otworu na przedniej ścianie obudowy dla wybranych czasów.
- Rys. 41. Polaryzacja równoległa. Wczesna faza wnikania impulsu zaburzającego i rozwój pola elektrycznego we wnętrzu obudowy wokoło otworu: a) $t = 0,1375$ ns, b) $t = 0,1779$ ns w płaszczyźnie xz ($y = 0$). GPF – pole wnikające geometrycznie, ECF – pole elektryczne pochodzące od ładunków Q_{1+} i Q_{1-} znajdujących się na zewnętrznej i wewnętrznej powierzchni przedniej ściany obudowy. Skala barw nie odzwierciedla faktycznych wartości amplitudy natężenia pola elektrycznego dla dużych wartości (powyżej wartości $2 \cdot 10^5$ V/m wszystkie wektory są koloru czerwonego). Zaznaczono położenie impulsu zaburzającego względem płaszczyzny przedniej ściany obudowy.
- Rys. 42. Polaryzacja równoległa. Wnikanie pola elektrycznego i magnetycznego do obudowy. Pole elektryczne i magnetyczne w chwili $t = 0,1779$ ns: a) w płaszczyźnie xz ($y = 0$): groty strzałek ilustrują wektory pola elektrycznego, kropki ilustrują wektory pola magnetycznego, które są prostopadłe do płaszczyzny xz ($y = 0$) i skierowane w głąb rysunku (w kierunku $-y$), b) w płaszczyźnie yz ($x = 0$): kropki ilustrują wektory pola elektrycznego, które są prostopadłe do płaszczyzny yz ($x = 0$) i skierowane do czytelnika; linie ze strzałkami przedstawiają linie

sił pola magnetycznego (w skali logarytmicznej). Rysunki a) i b) są zostały wykonane na podstawie danych symulacyjnych dotyczących rys. 27Eb i 28Hb.

- Rys. 43. Polaryzacja równoległa. Ilustracja rozwoju ładunku elektrycznego na wewnętrznych ścianach obudowy i natężenia pola elektrycznego w płaszczyźnie xz dla $y = 0$. E1, E2, E4 i E7 – struktury pola elektrycznego dla czasów $t_1 = 0$, $t_2 = 2179$ ns, $t_4 = 0,7000$ ns i $t_7 = 1,4$ ns. d – odległość między maksimum amplitudy impulsu zaburzającego i wewnętrzną powierzchnią przedniej ściany obudowy. Pogrubiona strzałka na rys. 43b wskazuje miejsce na strukturze E2 gdzie zachodzi interferencja destrukcyjna. S1, S2, S3, S4, S5, S6, S7 – substruktury pola elektrycznego tworzące strukturę E7.
- Rys. 44. Polaryzacja równoległa. Rozwój pola elektrycznego i magnetycznego w płaszczyźnie yz ($x = 0$) dla czasów: $t = 0,5300$ ns (rys. a) i $t = 1,4000$ ns (rys. b). Kropki oznaczają wektory pola elektrycznego, które są prostopadłe do płaszczyzny yz dla $x = 0$ i skierowane do czytelnika; linie ze strzałkami przedstawiają linie sił pola magnetycznego.
- Rys. 45. Polaryzacja równoległa. Rozkłady natężenia pola elektrycznego wewnątrz obudowy w chwili $t = 0,810$ ns: a) autorski trójwymiarowy rysunek objaśniający wnikanie pola elektrycznego do wnętrza obudowy, b) – dwuwymiarowy rozkład natężenia pola elektrycznego w płaszczyźnie xz ($y = 0$) z podrozdziału 7.1, rys. 28, c) trójwymiarowy rozkład natężenia pola elektrycznego we wnętrzu obudowy z podrozdziału 7.1, rys. 27. S1, S2, S3, S4 – substruktury pola elektrycznego będące częścią struktury E4 (patrz rys. 43c).
- Rys. 46. Rozwój 3D pól elektrycznego (lewa kolumna) i magnetycznego (prawa kolumna) w obudowie dla przypadku polaryzacji skróconej.
- Rys. 47. Polaryzacja skrócona. Rozkład natężenia pola elektrycznego w płaszczyźnie przedniej ściany obudowy ($z = 231$ mm).
- Rys. 48. Mapy wektorowe rozwoju pola elektrycznego w płaszczyźnie xz ($y = 0$) dla kilku wybranych czasów. W chwili $t = 0$ początek impulsu zaburzającego przechodzi przez przednią ścianę obudowy: a) $t = 0,138$ ns (pierwsza połowa maksymalnej amplitudy impulsu zaburzającego dotyka przedniej ściany obudowy); b) $t = 0,178$ ns (maksymalna amplituda impulsu zaburzającego przechodzi przez przednią ścianę obudowy); c) $t = 0,325$ ns (impuls zaburzający minął przednią ścianę obudowy); e) $t = 0,400$ ns - impuls zaburzający oddala się od przedniej ściany obudowy.
- Rys. 49. Polaryzacja pionowa. Zależność czasowa modułu natężenia pola elektrycznego w punktach: A (0, 0, 0) i B (0; 0; -211,5) w czasie 0-30 ns (a) i 0-7 ns (b). Impulsy wewnętrzne pola elektrycznego oznaczone na rysunku jako P1, P2, P3 (w okręgach) są wynikiem propagacji odpowiednich fal pierwotnych przez punkty A i B. Impuls oznaczony jako “Superpozycja P1 i P2” jest wynikiem konstruktywnej interferencji pierwotnych fal P1 (po odbiciu od tylnej ściany obudowy) i P2 (przed obiciem się od tylnej ściany obudowy) poruszających się w przeciwnych kierunkach.

- Rys. 50. Polaryzacja pionowa. Zależność czasowa modułu natężenia pola magnetycznego w punktach: A (0, 0, 0) i B (0; 0; -211,5) w czasie 0-30 ns (a) i 0-7 ns (b). Impulsy wewnętrzne pola magnetycznego oznaczone na rysunku jako P1, P2, P3 (w okręgach) są wynikiem propagacji odpowiednich fal pierwotnych przez punkty A i B. Impuls oznaczony jako "Superpozycja P1 i P2" jest wynikiem konstruktywnej interferencji pierwotnych fal P1 (po odbiciu od tylnej ściany obudowy) i P2 (przed obiciem się od tylnej ściany obudowy) poruszających się w przeciwnych kierunkach.
- Rys. 51. Polaryzacja równoległa. Zależność czasowa modułu natężenia pola elektrycznego w punktach: A (0, 0, 0) i B (0; 0; -211,5) w czasie 0-30 ns (a) i 0-7 ns (b). Impulsy wewnętrzne pola elektrycznego są wynikiem przemieszczania się fal pierwotnych i wtórnych oraz mozaik pól interferencyjnych przez punkty A i B.
- Rys. 52. Polaryzacja równoległa. Zależność czasowa wartości modułu natężenia pola magnetycznego w punktach: A (0, 0, 0) i B (0; 0; -211,5) w czasie 0-30 ns (a) i 0-7 ns (b). Impulsy wewnętrzne pola magnetycznego są wynikiem przemieszczania się fal pierwotnych i wtórnych oraz mozaik pól interferencyjnych przez punkty A i B.
- Rys. 53. Zależności czasowe modułu natężenia pola elektrycznego EM impulsów wewnętrznych w punkcie A (0, 0, 0) dla polaryzacji pionowej (kolor czerwony) i równoległej (kolor czarny) w czasie 0-3 ns.
- Rys. 54. Zależności czasowe modułu natężenia pola magnetycznego EM impulsów wewnętrznych w punkcie A (0, 0, 0) dla polaryzacji pionowej (kolor granatowy) i równoległej (kolor brązowy) w czasie 0-3 ns.
- Rys. 55. Polaryzacja pionowa. Mapa wektorowa rozkładu wektorów Poyntinga w fazie interferencyjnej w chwili $t = 6,33$ ns ilustrująca wpływ energii EM przez otwór. Amplitudy wektora Poyntinga (w okręgach) podano w 10^6 W/m².
- Rys. 56. Polaryzacja równoległa. Mapa wektorowa rozkładu wektorów Poyntinga w fazie interferencyjnej w chwili $t = 6,33$ ns ilustrująca wpływ energii EM przez otwór. Amplitudy wektora Poyntinga (w okręgach) podano w 10^6 W/m².
- Rys. 57. Ilustracja charakteru oddziaływania zewnętrznego impulsu zaburzającego na punkt A w przestrzeni nieekranowanej elektromagnetycznie. Linia przerywaną zaznaczono pozycję obudowy z otworem dla przypadków z ekranowaniem elektromagnetycznym, przedstawionych na rys. 58.
- Rys. 58. Ilustracja charakteru oddziaływania pola elektromagnetycznego wytworzonego w obudowie z otworem pod wpływem zewnętrznego impulsu zaburzającego o polaryzacji pionowej na punkt A. Wewnątrz obudowy pokazano fale pierwotne i wtórne oraz mozaiki pola elektrycznego w przekroju obudowy $y = 0$ dla wybranych czasów. Wykresy przedstawiają natężenie pola elektrycznego subnanosekundowych elektrycznych impulsów wewnętrznych przemieszczających się przez punkt A. Oznaczenia fal pierwotnych i wtórnych jak na rys. 7.

- Rys. 59. Polaryzacja pionowa. Zależność czasowa skuteczności ekranowania pola elektrycznego w punktach A (0, 0, 0) i B (0, 0, -211,5) w czasie 0-7 ns. Oznaczenia P1, P2 i P3 odnoszących się do kolejnych fal pierwotnych (i odpowiadającym im impulsom wewnętrznym) przechodzących przez punkty A i B. Oznaczenie "Superpozycja P1 i P2" odnosi się do konstruktywnej interferencji fal P1 i P2.
- Rys. 60. Polaryzacja pionowa. Zależność czasowa skuteczności ekranowania pola magnetycznego w punktach A (0, 0, 0) i B (0, 0, -211,5) w czasie 0-7 ns. Oznaczenia P1, P2 i P3 odnoszących się do kolejnych fal pierwotnych (i odpowiadającym im impulsom wewnętrznym) przechodzących przez punkty A i B.
- Rys. 61. Polaryzacja równoległa. Zależność czasowa skuteczności ekranowania pola elektrycznego w punktach A (0, 0, 0) i B (0, 0, -211,5) w przedziale czasu 0-7 ns.
- Rys. 62. Polaryzacja równoległa. Zależność czasowa skuteczności ekranowania pola magnetycznego w punktach A (0, 0, 0) i B (0, 0, -211,5) w przedziale czasu 0-7 ns.
- Rys. 63. Polaryzacja pionowa. Globalne mapy skuteczności ekranowania pola elektrycznego SE_g^E i magnetycznego SE_g^H dla czasów: $t = 0,96$ ns i $t = 1,5$ ns w płaszczyźnie xz dla $y = 0$. Wybrane czasy dotyczą fazy falowej. Pozycję impulsu zaburzającego zaznaczono po lewej stronie obudowy.
- Rys. 64. Polaryzacja pionowa. Globalne mapy skuteczności ekranowania pola elektrycznego SE_g^E i magnetycznego SE_g^H dla czasów: $t = 1,7$ ns i $t = 5$ ns w płaszczyźnie xz dla $y = 0$. Wybrane czasy dotyczą fazy interferencyjnej.
- Rys. 65. Polaryzacja równoległa. Globalne mapy skuteczności ekranowania pola elektrycznego SE_g^E i magnetycznego SE_g^H dla czasów: $t = 0,96$ ns i $t = 1,5$ ns w płaszczyźnie xz dla $y = 0$. Wybrane czasy dotyczą fazy falowej. Pozycję impulsu zaburzającego zaznaczono po lewej stronie obudowy.
- Rys. 66. Polaryzacja równoległa. Globalne mapy skuteczności ekranowania pola elektrycznego SE_g^E i magnetycznego SE_g^H dla czasów: $t = 1,7$ ns i $t = 5$ ns w płaszczyźnie xz dla $y = 0$. Wybrane czasy dotyczą fazy interferencyjnej.

Lista publikacji doktorantki

A. Publikacje związane z rozprawą doktorską

1. Budnarowska, M., & Mizeraczyk, J. (2023). Determination of Shielding Effectiveness of a Subnanosecond High-Power EM Interference by an Enclosure with Aperture Using Time Domain Approach. *Energies*, 16(4), 1931.
2. Budnarowska, M., Mizeraczyk, J., & Bargieł, K. (2023). Development of the EM Field in a Shielding Enclosure with Aperture after Interference Caused by a Subnanosecond High-Power Parallely Polarized EM Plane Wave Pulse. *Energies*, 16(2), 585.
3. Budnarowska, M., & Mizeraczyk, J. (2023). Wpływ wymiarów otworu w obudowie ekranującej pole elektromagnetyczne na jej częstotliwość rezonansową-symulacja komputerowa. *Przegląd Elektrotechniczny*, 2023(9).
4. Budnarowska, M., & Mizeraczyk, J. (2023). Symulacja wpływu polaryzacji zaburzającego impulsu EM na wartości pola elektromagnetycznego wewnątrz obudowy z otworem. *Przegląd Elektrotechniczny*, 2023(9).
5. Mizeraczyk, J., Budnarowska, M., & Falkowski, F. (2023). Uboczny wpływ intencjonalnego impulsowego zaburzenia EM na środowisko elektromagnetyczne. *Przegląd Elektrotechniczny*, 2023(9).
6. Budnarowska, M., Mizeraczyk, J., & Studański, R. (2022). Pole elektromagnetyczne w obudowie ekranującej z otworem technologicznym po zaburzeniu ultrakrótkim impulsem fali płaskiej dużej mocy. *Przegląd Elektrotechniczny*, 98(3).
7. Budnarowska, M., & Mizeraczyk, J. (2022). Numeryczna symulacja w domenie częstotliwości efektywności ekranowania wnętrza obudowy z otworem przed ultrakrótkim impulsem elektromagnetycznym dużej mocy. *Przegląd Elektrotechniczny*, 98.
8. Budnarowska, M., Mizeraczyk, J., & Bisewski, D. (2022). Skuteczność ekranowania ultrakrótkich impulsów elektromagnetycznych przez obudowę z otworem. *Przegląd Elektrotechniczny*, 98(2).
9. Budnarowska, M., & Mizeraczyk, J. (2021). Temporal and Spatial Development of the EM Field in a Shielding Enclosure with Aperture after Transient Interference Caused by a Subnanosecond High-Energy EM Plane Wave Pulse. *Energies*, 14(13), 3884.
10. Budnarowska, M., Mizeraczyk, J., Studański, R., Bisewski, D., (2019). Badania symulacyjne właściwości elektromagnetycznych planarnej struktury metamateriałowej SRR-podłoże dielektryczne w zakresie mikrofalowym. *Przegląd Elektrotechniczny*, 95, 166-168.

B. Inne publikacje

1. Mizeraczyk, J., & Budnarowska, M. (2024). Microwave Metamaterial Absorber with Radio Frequency/Direct Current Converter for Electromagnetic Harvesting System. *Electronics*, 13(5), 833.
2. Hrycak, B., Mizeraczyk, J., Czyłkowski, D., Dors, M., Budnarowska, M., & Jasiński, M. (2023). Hydrogen production by the steam reforming of synthetic biogas in atmospheric-pressure microwave (915 MHz) plasma. *Scientific Reports*, 13(1), 2204.
3. Budnarowski, D., Mizeraczyk, J., & Budnarowska, M. (2023). Visualisation of electromagnetic phenomena using Augmented Reality based on the example of a horn antenna. *Scientific Journal of Gdynia Maritime University*.
4. Budnarowska, M., & Mizeraczyk, J. (2022). Symulacyjne i eksperymentalne badania właściwości elektromagnetycznych planarnej macierzy metamateriałowej w zakresie mikrofalowym. *Przegląd Elektrotechniczny*, 98.
5. Budnarowska, M., Rafalski, S., & Mizeraczyk, J. (2021). Vector-Field Visualization of the Total Reflection of the EM Wave by an SRR Structure at the Magnetic Resonance. *Energies*, 15(1), 111.
6. Budnarowska, M., & Mizeraczyk, J. (2021). Oddziaływanie płaskiej fali elektromagnetycznej z metapowierzchnią złożoną z rezonatorów SRR 2,5 GHz. *Przegląd Elektrotechniczny*, 97(2), 39-42.
7. Budnarowska, M., & Mizeraczyk, J. (2020). Use of the waveguide technique to measure the electromagnetic parameters of materials. *Scientific Journal of Gdynia Maritime University*, (115), 7-13.
8. Budnarowska, M., & Mizeraczyk, J. (2020). Simulation research on the electromagnetic properties of the ELC resonator in the microwave range. *Scientific Journal of Gdynia Maritime University*.
9. Berendt, A., Budnarowska, M., & Mizeraczyk, J. (2018). DC negative corona discharge characteristics in air flowing transversely and longitudinally through a needle-plate electrode gap. *Journal of Electrostatics*, 92, 24-30.
10. Berendt, A., Budnarowska (z d. Domaszka), M., & Mizeraczyk, J. (2017). Negative DC corona discharge current characteristics in a flowing two-phase (air+ suspended smoke particles) fluid. *The European Physical Journal Applied Physics*, 77(3), 30803.
11. Budnarowska (zd. Domaszka) M., (2016), Symulacja układu optycznego projektora DLP ze źródłem LED, *Zeszyty Naukowe Akademii Morskiej w Gdyni*, 95, 73-82